



# Modélisation et caractérisation de capteurs mécaniques intégrés à base d'hétérostructures AlGaIn/GaN pour les environnements hostiles

Stéphane Vittoz

## ► To cite this version:

Stéphane Vittoz. Modélisation et caractérisation de capteurs mécaniques intégrés à base d'hétérostructures AlGaIn/GaN pour les environnements hostiles. Autre. Université de Grenoble, 2011. Français. NNT : 2011GRENT064 . tel-00858501

**HAL Id: tel-00858501**

**<https://theses.hal.science/tel-00858501>**

Submitted on 5 Sep 2013

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

## THÈSE

Pour obtenir le grade de

## DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Micro et Nanoélectronique**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

**Stéphane VITTOZ**

Thèse dirigée par **Libor RUFER**

préparée au sein du **Laboratoire TIMA**  
dans l'**École Doctorale EEATS : Electronique, Electrotechnique,**  
**Automatique et Traitement du Signal**

## Modélisation et caractérisation de capteurs mécaniques intégrés à base d'hétérostructures AlGaIn/GaN pour les environnements hostiles

Thèse soutenue publiquement le **13 Décembre 2011**,  
devant le jury composé de :

**M. Skandar BASROUR**

Professeur, Université Joseph Fourier, Président

**M. Jean-Claude DE JAEGER**

Professeur, Université de Lille, Rapporteur

**Mme Isabelle DUFOUR**

Professeur, Université de Bordeaux 1, Rapporteur

**M. Chris BOWEN**

Professeur, University of Bath, Examineur

**M. Libor RUFER**

Chercheur, Université Joseph Fourier, Directeur de thèse





*A Gaston VITTOZ, mon grand-père, dont je sais la fierté.*



# **Remerciements**

*Ces travaux ont été réalisés au sein du Laboratoire TIMA de Grenoble. Ils ont été réalisés dans la cadre de MORGaN, projet européen FP7 NMP IP 214610.*

*Je tiens à remercier Monsieur Salvador MIR et Monsieur Libor RUFER de m'avoir offert la chance de travailler au sein des équipes RMS et MNS du laboratoire TIMA au cours de ces trois années.*

*Je remercie encore Monsieur Libor RUFER pour sa patience, sa compréhension et la confiance qu'il m'a témoignées en tant que directeur de mes travaux. Son aide et ses conseils auront été précieux et avisés.*

*Ma reconnaissance va également à Monsieur Skandar BASROUR, dont les remarques et les conseils m'auront permis de garder une vue d'ensemble sur mes travaux au cours des dynamiques réunions MNS. Je le remercie aussi pour son attention et de sa compréhension dans les bons comme les mauvais moments que connaît tout doctorant au cours de sa thèse. Je lui suis aussi reconnaissant de m'avoir fait l'honneur de présider à mon jury de thèse.*

*Que Madame Isabelle DUFOUR, Professeur à l'Université de Bordeaux 1, et Monsieur Jean-Claude DE JAEGER, Professeur à l'Université de Lille, trouvent ici l'expression de ma considération et de mes remerciements sincères pour avoir accepté de rapporter sur ces travaux.*

*Un grand merci à Monsieur Chris BOWEN de l'Université de Bath pour avoir accepté de prendre part à mon jury de thèse. Sa qualité et son efficacité en tant que scientifique n'ont d'égales que son humour et sa bienveillance. Je lui exprime ici ma profonde sympathie. Thank you very much, Chris !*

*J'ai également une pensée pour Gabriel VANKO de l'Institut de Génie Electrique de l'Académie des Sciences à Bratislava et sa famille. Ses suggestions et son pragmatisme m'auront permis de conserver une vision critique des résultats obtenus. Je le remercie sincèrement pour sa sympathie et son humilité.*

*Je tiens également à exprimer ma gratitude à Monsieur Loïc VINCENT pour son aide et son expertise dans la caractérisation de microsystemes sans qui une partie de ces travaux n'auraient pas été possible.*

*Je salue aussi tous les doctorants passés et présents des groupes RMS et MNS. Les séances de café/clopes auront souvent été une source de réconfort. Un grand merci donc à Fabio, Yoann A., Laurent, Maxime, Hamid, Wenbin, Yoan C., Louis, Rafik, Ke et Asma. Un grand pardon à ceux que j'oublie.*

*Je n'oublie pas tous ceux qui m'auront mis sur la piste de la physique et de sa grandeur au cours des années : Madame CARCELES dès le lycée et Monsieur Raphael CLERC un peu plus tard.*

*Je remercie particulièrement les amis :*

*Timothé TESSOT, Marc CHASSANDE et Sébastien JONGMANS pour être les meilleurs amis qu'on puisse souhaiter avoir et pour me rappeler chaque jour, par l'exemple, qu'il serait peut être temps de m'y mettre moi aussi. Une pensée pour Marjorie, Apolline et Maud*

*Sophie GALLOT et Chloé GONSETH pour me permettre d'assurer les quotas de parité dans cette liste. Et pour les fous rires et les sermons.*

*Jawed TAHIR pour agir comme si on s'était vus la veille à chaque fois. Pour avoir été là quand d'autres non.*

*Christophe BLANC pour avoir supporté deux ans de colocation. Après avoir affronté un bus, on ne craint plus rien.*

*Laurent BRUNET pour être un zoréole et un cordon bleu. Pour me rappeler à chaque fois que la vie peut aussi être plus simple.*

*Rémi DE GUIRAN parce que l'astrophysique, c'est pas de l'astrologie et que le rhum, c'est une boisson d'hommes. Etre un puits gravitationnel, pour les raisons que l'on sait, n'a jamais entamé sa bonne humeur.*

*Julien DOMART pour m'avoir prouvé que la distance n'éprouve pas les vraies amitiés. Et pour être là encore aujourd'hui quand il s'agit de déconner.*

*Pierre DUPRE pour qui Paris-Grenoble, c'est une petite marche de cinq minutes quand il s'agit de venir voir les copains. Et pour l'avoir fait à chaque fois.*

*Stéphane ALTAZIN pour son aide dans cette thèse mais surtout parce qu'on en fait peu des comme lui et qu'il ne comprend pas qu'on puisse être de droite.*

*Aurélien TRICHET parce que pour venir vivre deux mois chez nous, il faut soit beaucoup de courage soit être sans domicile fixe.*

*Pierre JULLIEN pour être toujours là quand on a besoin d'aller boire un verre. Et pour les rouges limés de chez Jeannette.*

*A toute la bande des anciens de l'ENSPG (et de Phelma) encore échoués à Grenoble.*

*Je ne saurais jamais assez remercier mon père et ma mère, Philippe et Christine, pour l'éducation qu'ils m'ont donnée, l'amour qu'ils m'ont prouvé et les recadrages qui se sont révélés nécessaires. La vie devrait tendre à la simplicité.*

*A mes sœurs, Claire, Cécile et Cyrielle, pour être simplement là, pas seulement quand on en a besoin et pour m'aider à réaliser qu'un doctorat, c'est pas rien.*

*A ma grand-mère, Lucie, qui pourra puiser toute la force qu'elle souhaite en moi et qui reçoit toute mon affection.*

*A ceux de ma famille que je ne peux énumérer ici tant ils sont nombreux à avoir une place dans mon cœur.*

*Mes dernières pensées mais aussi les plus profondes vont à mon grand-père Gaston. Pour m'avoir appris l'importance de la famille, la force dans l'adversité, l'importance de l'amour et le plaisir de la connaissance. Tu as été le plus grand des professeurs. Pardon pour tes regrets. Et merci pour ta fierté. Je te dédie non pas ce manuscrit mais ce qu'il représente à nos yeux à tous les deux.*





# ***TABLE DES MATIERES***

<b>INTRODUCTION GÉNÉRALE .....</b>	<b>5</b>
<b>CHAPITRE I : DÉTECTION MÉCANIQUE EN CONDITIONS HOSTILES.....</b>	<b>9</b>
<b>I.1. A propos des conditions hostiles : définition et enjeux.....</b>	<b>11</b>
<b>I.2. Solutions de détection mécanique en conditions hostiles : tour d’horizon .....</b>	<b>14</b>
I.2.1. Solutions de capteurs basées sur le silicium.....	14
I.2.2. Solutions de capteurs basées sur le carbure de silicium SiC.....	17
I.2.3. Solutions de capteurs basées sur le diamant.....	23
I.2.4. Bilan des principales solutions de détection mécanique en milieux hostiles.....	25
<b>CHAPITRE II : PROPRIÉTÉS ET APPLICATIONS DES MATÉRIAUX III-N .....</b>	<b>29</b>
<b>II.1. A propos des matériaux III-N .....</b>	<b>30</b>
<b>II.2. Propriétés des matériaux III-N .....</b>	<b>33</b>
II.2.1. Propriétés cristallines des matériaux III-N .....	33
II.2.2. Propriétés mécaniques des matériaux III-N .....	35
II.2.3. Propriétés piézoélectriques des matériaux III-N .....	38
II.2.4. Propriétés électroniques des matériaux III-N .....	45
II.2.5. Conclusions .....	46
<b>II.3. Le transistor à haute mobilité électronique .....</b>	<b>48</b>
II.3.1. Description de la structure du HEMT AlGaIn/GaN.....	48
II.3.2. Principe de fonctionnement du HEMT .....	49
II.3.3. Phénomènes piézoélectriques dans les HEMTs AlGaIn/GaN .....	52
<b>II.4. Microcapteurs à base de matériaux III-N.....</b>	<b>55</b>
II.4.1. Microcapteurs chimiques et biochimiques en phase liquide et gazeuse .....	55
II.4.2. Microcapteurs à base de matériaux III-N soumis à des radiations intenses .....	56
II.4.3. Microsystèmes électromécaniques à base de matériaux III-N.....	56
II.4.4. Bilan des solutions de détection proposées : matériaux III-N, SiC et diamant.....	59
<b>CHAPITRE III : ÉTUDE D’UN CAPTEUR DE DÉFORMATION .....</b>	<b>63</b>
<b>III.1. Principe du capteur de déformation AlGaIn/GaN/AlN .....</b>	<b>64</b>
III.1.1. Description de la structure de détection mécanique .....	64
III.1.2. Définition de la fibre neutre.....	66
III.1.3. Sensibilité électromécanique de la structure de détection .....	68
<b>III.2. Modélisation du comportement électromécanique de la structure.....</b>	<b>69</b>
III.2.1. Modèle numérique par la méthode des éléments finis .....	69

III.2.2. Modèle analytique de la polarisation piézoélectrique .....	74
III.2.3. Comparaison des résultats obtenus avec les deux modèles.....	78
<b>III.3. Modélisation du HEMT de détection.....</b>	<b>81</b>
III.3.1. Densité $n_s$ du gaz d'électrons bidimensionnel.....	82
III.3.2. Courant de drain $I_d$ en sortie du HEMT.....	91
III.3.3. Exploitation des modèles du capteur en régime ohmique et de saturation.....	98
<b>III.4. Etude des contraintes résiduelles dans la poutre AlGaIn/GaN/AlN.....</b>	<b>104</b>
III.4.1. Contraintes intrinsèques et contraintes résiduelles .....	104
III.4.2. Modèle numérique pour les contraintes internes de la poutre .....	105
III.4.3. Mesure de la déformée de la poutre par interférométrie laser .....	106
III.4.4. Contribution de la couche de nitrure de silicium aux contraintes intrinsèques .....	107
III.4.5. Distribution des contraintes résiduelles par spectroscopie Raman.....	108
<b>III.5. Conclusions.....</b>	<b>110</b>
<b>CHAPITRE IV : ÉTUDE D'UN CAPTEUR DE PRESSION .....</b>	<b>113</b>
<b>IV.1. Principe du capteur de pression AlGaIn/GaN/AlN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> .....</b>	<b>114</b>
IV.1.1. Description de la structure de détection mécanique .....	114
IV.1.2. Propriétés du substrat de saphir Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> .....	117
IV.1.3. Contraintes résiduelles dans le diaphragme AlGaIn/GaN/AlN/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> .....	117
<b>IV.2. Modélisation du comportement électromécanique de la structure .....</b>	<b>119</b>
IV.2.1. Modèle numérique par la méthode des éléments finis .....	119
IV.2.2. Modèle analytique de la polarisation piézoélectrique .....	122
<b>IV.3. Modélisation du HEMT de détection .....</b>	<b>128</b>
IV.3.1. Densité $n_s$ du gaz d'électrons bidimensionnel.....	129
IV.3.2. Courant de drain $I_d$ en sortie du HEMT .....	134
IV.3.3. Exploitation des modèles du capteur de pression.....	140
<b>IV.4. Caractérisation de la structure de détection mécanique.....</b>	<b>147</b>
IV.4.1. Description de la technique de caractérisation par actionneur piézoélectrique.....	147
IV.4.2. Caractérisation de l'actionneur piézoélectrique .....	151
IV.4.3. Caractérisation au repos des HEMTs de détection.....	152
IV.4.4. Etude de la sensibilité du HEMT central : modèle corrigé et mesures .....	160
<b>IV.5. Conclusions.....</b>	<b>161</b>
<b>CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES .....</b>	<b>163</b>
<b>RÉFÉRENCES .....</b>	<b>169</b>
<b>ANNEXES.....</b>	<b>181</b>





# INTRODUCTION GÉNÉRALE

Les environnements hostiles représentent un véritable défi pour la recherche. Ces milieux où l'opérateur ne peut évoluer librement sans protection et sans assistance nécessite de contrôler diverses grandeurs physiques afin d'assurer la sécurité des équipements et de l'opérateur. De l'aéronautique aux forages de profondeurs en passant par l'industrie automobile, de nombreux secteurs industriels demandent des capteurs de qualité permettant le suivi de grandeurs telles que la température, la pression, la présence de gaz ou de liquides dangereux pour l'homme ou la machine et ce, dans des conditions pour lesquelles les solutions de détection classique ne peuvent être appliquée.

Aujourd'hui, cette fonction est réalisée par des capteurs parfois volumineux dont l'adaptation à ces milieux hostiles est essentiellement assurée par l'encapsulation des dispositifs de détection. Mais l'essor des microtechnologies laisse entrevoir la possibilité de capteurs miniaturisés assurant des performances égales voire supérieures aux capteurs actuellement commercialisés et pour des coûts moindres.

La détection mécanique en milieu hostile représente une partie de la demande de ces secteurs. Le suivi de grandeurs telles que la déformation, les vibrations ou encore de la pression dans milieu où évolue l'opérateur et la machine est absolument indispensable du point de vue de la sécurité et des performances. Les microsystèmes aujourd'hui proposés sont limités par les matériaux communément utilisés en microtechnologie et en premier lieu par le silicium.

La recherche en détection mécanique pour les milieux hostiles s'est donc intéressée au cours des vingt dernières années à améliorer les technologies utilisées pour les adapter à ces conditions. Mais elle s'est aussi concentrée sur l'étude de nouveaux matériaux pour la microélectronique qui sont intrinsèquement mieux adaptés aux conditions de température et d'atmosphère présentes dans les milieux en question.

Le premier chapitre de ce manuscrit s'efforcera de définir ce que sont les conditions hostiles puis de renseigner le lecteur sur les solutions proposées aujourd'hui par les spécialistes des microsystèmes. Nous aborderons ainsi les solutions de capteurs basées sur le silicium mais aussi sur des matériaux moins connus comme le carbure de silicium ou le diamant.

Cette thèse s'articule autour de l'utilisation d'un troisième type de matériaux naturellement adaptés aux conditions hostiles : les nitrures d'éléments III. Parmi ces derniers, on trouve le nitrure de gallium GaN et d'aluminium AlN ainsi que des alliages ternaires tel que le nitrure d'aluminium gallium  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ . Le second chapitre aura pour objet la présentation des particularités et des propriétés de ces matériaux. Nous y décrivons aussi un dispositif caractéristique des matériaux III-N : le transistor à haute mobilité électronique. Ce dernier propose aujourd'hui des performances prouvées à très haute température ce qui le prédestine à la détection en milieu hostile.

C'est sur ce principe que reposera l'étude menée au cours de cette thèse. Nous y développerons le principe de capteur de grandeurs mécaniques telles que la force ou la pression. Ces capteurs ont en commun l'utilisation de matériaux III-N et l'exploitation des

spécificités des transistors à haute mobilité électronique afin d'en faire des jauges de contraintes adaptées à la détection mécanique.

Ce travail a été réalisé au sein du projet européen MORGaN (Materials for Robust Gallium Nitride) financé par le programme FP7 NMP Call NMP-2007-2.5-1 "Novel Materials Tailored for Extreme Conditions and Environments" entre 2008 et 2011. Ce projet a mis en collaboration 24 acteurs concernés par les matériaux III-N. Notre rôle au sein de ce projet consistait en la modélisation et la possible caractérisation de capteurs mécaniques basés sur les matériaux III-N. La fabrication de prototypes ne concerne donc pas la présente étude et ne sera abordée que rapidement dans ce manuscrit. En effet, elle a principalement été assurée par des partenaires de la société microGaN GmbH et de l'Université d'Ulm en Allemagne et à l'Institut de Génie Electrique de l'Académie des Sciences à Bratislava en Slovaquie. Notre étude se limite aussi au comportement à température ambiante des solutions décrites. Il s'agit là d'une première étape de modélisation qui devra être suivi de la modélisation en température de ces capteurs.

Le troisième chapitre de cette thèse abordera donc une solution de capteur de déformation reposant sur une poutre encastree-libre formée de GaN, d'AlN et d'AlGaN sur laquelle sera positionné un HEMT servant à la détection. Nous y développerons un modèle couplant diverses physiques permettant de prévoir le comportement du signal de sortie du HEMT de détection en fonction de la force appliquée sur l'extrémité de la poutre. Nous aborderons aussi la caractérisation mécanique de ces structures et notamment l'étude des contraintes résiduelles présentes. Ces dernières peuvent en effet avoir une influence sur la sensibilité du capteur obtenu.

Le quatrième et dernier chapitre décrira une solution de capteur de pression formé d'un diaphragme circulaire composé de saphir et de matériaux III-N couplé à plusieurs HEMTs de détection disposés à sa surface. Cette solution vise à la mesure de très hautes pressions jusqu'à 10 MPa et pour des atmosphères agressives. Nous y développerons à nouveau le modèle comportemental des HEMTs de détection en fonction des contraintes mécaniques appliquées sur le diaphragme. La seconde partie de ce chapitre concernera la description du banc de mesure mis au point au cours de cette thèse. Les résultats expérimentaux obtenus seront comparés au modèle établi et permettront de mettre en évidence divers phénomènes parasites agissant sur le capteur de pression.

Nous indiquons en annexe le détail des modèles développés afin d'en faciliter la compréhension si besoin est. Nous terminerons ce manuscrit par une conclusion générale résumant les résultats obtenus et les observations qui en découlent, cela afin de mettre en évidence la valeur ajoutée de cette thèse au domaine de la détection mécanique en milieu hostile.





## **CHAPITRE I :**

### **DÉTECTION MÉCANIQUE EN CONDITIONS HOSTILES**

La notion d'environnement hostile recouvre plusieurs définitions selon le domaine étudié. La définition la plus générale se réunit autour de quelques paramètres physiques, chimiques et biologiques. On désigne ainsi des environnements aux températures extrêmes possédant des atmosphères aux pressions très faibles comme le vide spatial ou au contraire très élevées comme il est possible d'en rencontrer en milieu sous marin ou sous terre à de très grandes profondeurs. La nocivité de l'atmosphère est aussi une condition communément répertoriée dans les environnements dits hostiles, que ce soit par absence d'air respirable ou par excès de composés nocifs pour l'homme : monoxyde de carbone, gaz corrosifs, risque bactériologique, etc. Un dernier paramètre des plus importants concerne la radioactivité du milieu.

Pour opérer dans de tels milieux, il est nécessaire de pouvoir efficacement surveiller le comportement des paramètres de ce dernier. La notion d'environnement hostile s'élargit donc à tout milieu extrême où la connaissance de certains paramètres physiques, chimiques ou biologiques est souhaitée et où, dans le même temps, la présence d'un opérateur n'est pas envisageable. Pour illustrer cette notion, on peut citer l'exemple des moteurs automobiles ou encore celui des forages de hautes profondeurs.

C'est donc autour de ce dernier point que s'articule la recherche sur la détection en milieu hostile. Les axes de recherche sont aussi nombreux que les combinaisons de conditions extrêmes rencontrées dans ces environnements. Si l'on prend l'exemple du capteur le plus largement étudié dans ces domaines, à savoir le capteur de température, le cahier des charges à remplir varie nettement suivant que l'on étudie un environnement sous-marin, un environnement de vide spatial ou l'intérieur des tuyères propulsives d'un avion supersonique.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons exclusivement à la détection de grandeurs mécaniques. Les paramètres d'intérêt vont donc de la détection statique de pressions extrêmes à celle, dynamique, de grandeurs telles que l'accélération ou les vibrations. Si des capteurs macroscopiques existent de longue date dans ce domaine, la miniaturisation de tels capteurs pour les environnements hostiles est un enjeu de taille reposant essentiellement sur des dispositifs tels que les microsystèmes électromécaniques ou MEMS (pour MicroElectroMechanical Systems).

Ce chapitre se propose de définir les spécificités de la détection mécanique en conditions hostiles du point de vue des MEMS puis de définir le contexte scientifique dans lequel s'élabore la recherche dans ce domaine.

## I.1. A propos des conditions hostiles : définition et enjeux

La plupart des microcapteurs reposent sur l'utilisation de semiconducteurs pour des questions d'efficacité, de fiabilité et de facilité d'intégration avec l'électronique conventionnelle. Les premiers MEMS étaient basés sur silicium (Si) et ce pour différentes raisons. Tout d'abord, ce type de MEMS, que nous appellerons Si-MEMS par la suite, était compatible avec la technologie silicium la plus répandue et maîtrisée à savoir la technologie CMOS. De plus, la prééminence du silicium dans les nanotechnologies permettait l'accès à un grand volume de matériaux de haute qualité, facilitant les investissements en recherche et en production. Néanmoins, la recherche en détection pour les environnements hostiles s'est heurtée aux limites du silicium en tant que matériau de base.

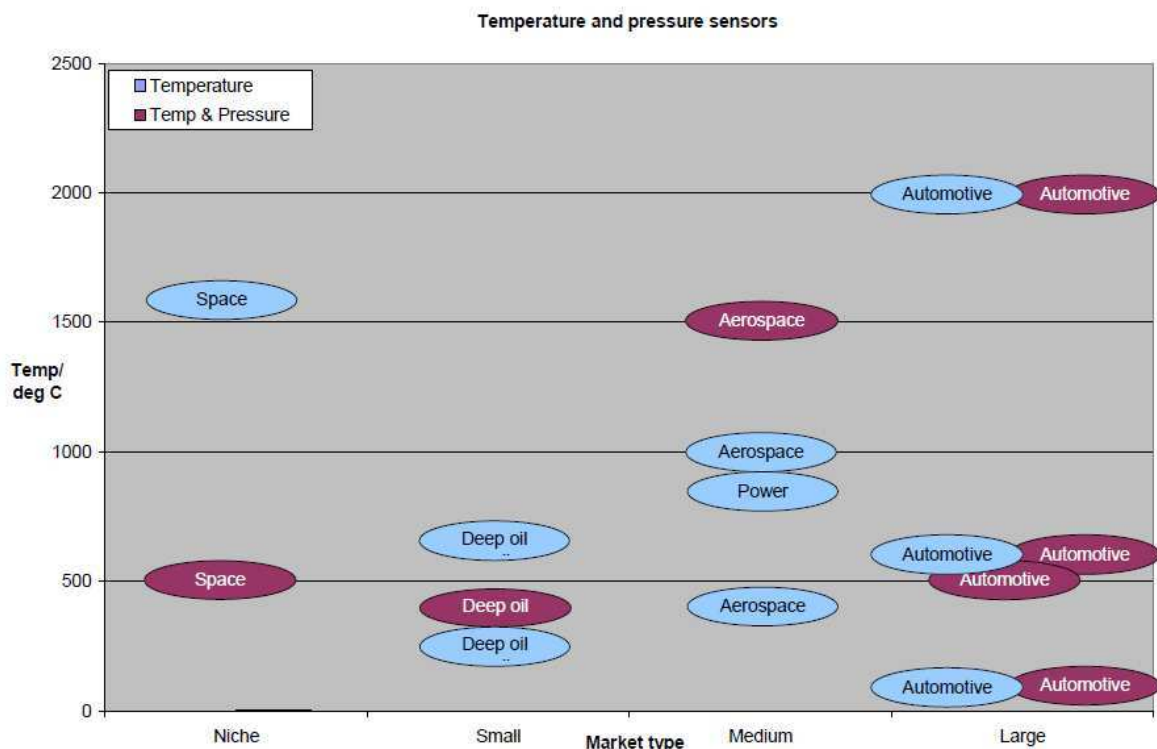
En microélectronique, la notion de conditions hostiles est généralement associée à celle de conditions sévères (de l'anglais *harsh*). Les conditions sévères sont définies comme les limites à partir desquelles les technologies micro et nanoélectroniques traditionnelles ne sont plus fonctionnelles. La première de ces conditions concerne des milieux à haute température. Or, il est établi que les dispositifs de type CMOS classiques ont une plage de fonctionnement qui atteint difficilement 130 °C. En effet, au-delà de cette frontière, la concentration de porteurs intrinsèque du silicium empêche tout comportement semiconducteur. L'une des conséquences directes de ce phénomène est l'apparition d'importants courants de fuites entre les différentes jonctions du dispositif et à travers le substrat. Cela limite par exemple l'usage de capteurs piézorésistifs à base de silicium où des jonctions p-n sont présentes. Ce phénomène est souvent aggravé par d'autres phénomènes parasites comme la génération thermique de porteurs ou l'endommagement de la couche d'oxyde. Un autre facteur limitant son utilisation à hautes températures est l'énergie de gap du silicium ( $E_g(\text{Si}) = 1,12 \text{ eV}$ ). D'un point de vue chimique, le principe même de certains procédés de gravures met en avant le risque de dégradation du matériau : il réagit aux atmosphères corrosives suivant le même principe que la gravure KOH à haute température. D'un point de vue mécanique, le silicium perd ses propriétés élastiques aux températures élevées rendant tout Si-MEMS inopérant. Il est bon de noter que les technologies CMOS sont aussi incompatibles avec les milieux hautement radioactifs du fait de la génération de porteurs causés par les radiations ou de façon plus extrême, par l'altération de la maille cristalline elle-même.

Ainsi, les Si-MEMS sont facilement dégradés du fait de leurs propriétés thermiques, mécaniques et chimiques. De fait, leur utilisation pour la détection mécanique à haute température et en atmosphère chimiquement agressive est inadéquate. Il en va de même pour de fortes contraintes comme c'est le cas pour des pressions supérieures à 5 MPa.

Pourtant, de nombreux secteurs industriels ont besoin de capteurs fiables et performants en conditions sévères. Pour illustrer cela, remarquons qu'en automobile et en aéronautique, la détection chimique à des températures de plus de 500 °C est un point d'intérêt des industries [Napi2009]. En astronautique, une recherche active concerne des capteurs capables de résister

à des densités de radiations élevées [Kohn2008]. En géologie, une niche existe pour l'étude chimique en milieu volcanique [Schw2003].

Nombre d'applications en détection mécanique pour les conditions hostiles nécessitent donc de franchir la frontière des conditions sévères liées au silicium. Les domaines principalement concernés sont ceux de l'automobile, de l'aéronautique, de l'astronautique et des forages pétroliers de hautes profondeurs. En automobile, la détection de vibrations pour des températures allant jusqu'à 600 °C ainsi que des capteurs de pression pouvant être placés à l'intérieur des chambres de combustion – jusqu'à 2000 °C pour des pressions de 20 MPa – sont étudiés afin d'améliorer la sécurité des véhicules [Mare2003] [John2004]. En aéronautique et astronautique, la demande s'oriente vers la détection de vibrations, de déformation et de pression à l'intérieur et en sortie des tuyères propulsives pour des températures atteignant 1500 °C pour plusieurs heures et jusqu'à 3000 °C pour les technologies de propulsion en cours d'études [Wrba2008]. Les forages de hautes profondeurs représentent de leur côté un défi singulier. Des capteurs mécaniques sont nécessaires pour des températures de plusieurs centaines de degrés, des pressions variant de 10 MPa à plus de 100 MPa et cela pour des atmosphères potentiellement agressives [Lass1997] [Kohn2008]. Dans ces domaines, la miniaturisation des capteurs est un défi auquel les micro et nanotechnologies doivent faire face puisqu'elle permettrait l'amélioration de la qualité de la surveillance et la fiabilité des différents équipements. La Figure I.1 fournit un aperçu des exigences industrielles pour les capteurs de pression et de température en conditions sévères.



**Figure I.1 : Niches industrielles pour les capteurs de pression et de température en environnement hostile en fonction des exigences de température et de pression [Napi2009]**

Face à ces enjeux, la recherche s'est orientée selon différents axes. Dans la suite de ce chapitre, nous proposons un tour d'horizon des différentes solutions explorées actuellement. Les capteurs mécaniques les plus étudiés et les plus demandés étant les capteurs statiques de pression, nous aborderons avant tout ce type de détection. Nous nous intéresserons donc aux solutions technologiques à base de silicium dans un premier temps ce qui nous amènera aux capteurs basés sur d'autres types de semiconducteurs comme le SiC et le diamant. Les différentes approches seront finalement comparées selon différents critères inhérents au domaine d'application de ce type de capteurs. Les solutions basées sur les matériaux III-N, puisqu'elles sont l'objet de ce travail de thèse, seront abordées plus tard au cours du second chapitre.

## **I.2. Solutions de détection mécanique en conditions hostiles : tour d’horizon**

### **I.2.1. Solutions de capteurs basées sur le silicium**

La connaissance du comportement en température des différentes propriétés des matériaux de la filière CMOS permet l’élaboration d’une électronique de compensation dans leur plage d’utilisation « classique ». Au-delà, leur comportement devient fortement non-linéaire et la compensation des effets thermiques devient complexe. Malgré les limites intrinsèques au matériau, la filière CMOS conserve un intérêt certain du fait de la maîtrise de ses procédés de fabrication et d’un accès facilité à de vastes volumes de matériau de qualité. En conséquence, les filières reposant sur le silicium offrent encore aujourd’hui des solutions satisfaisantes pour la détection mécanique en milieu hostile à condition de trouver le moyen de réduire les effets thermiques parasites.

C’est dans cette optique que de premiers essais visant à améliorer l’encapsulation de dispositifs CMOS à l’aide de systèmes de refroidissement ont été testés. D’autres alternatives proposaient de découpler thermiquement la partie mécanique, constituée de matériaux résistants comme l’acier, de la partie électronique [Take1993]. Ces techniques se révélèrent à la fois complexes, coûteuses et gourmandes en termes de consommation. De plus, elles offrent des possibilités d’intégration réduites. Ces conclusions ont privilégié l’exploration de nouvelles voies ouvertes par l’innovation en microélectronique.

#### **I.2.1.1. Exploitation de la filière SOI CMOS**

Les premières approches concluantes ont été rendues possible grâce à l’utilisation de procédés de type Silicon-On-Insulator (SOI). Rappelons ici que les techniques SOI permettent l’obtention de plaques possédant de fines couches de silicium actif isolées du reste du substrat par une couche d’oxyde enterré. Cela permet, entre autres, de réduire les courants de fuite à travers le substrat [Plos2000] [Cell2003]. L’avènement du procédé SIMOX (Separation by Implantation of OXYgen) fondé sur l’implantation en profondeur d’atomes d’oxygène dans un substrat de silicium a ainsi abouti à des dispositifs CMOS moins limités en température que les dispositifs classiques. Une autre option que le procédé SIMOX est le dépôt de silicium sur un substrat de saphir isolant. Ce procédé est appelé Silicon-on-Sapphire ou SOS mais a été plus rarement exploité pour la conception de capteurs mécaniques du fait du coût élevé et de la moindre disponibilité des substrats de saphir. A but d’illustration, les transistors MOSFET implantés sur des substrats SOI SIMOX peuvent fonctionner jusqu’à des températures de l’ordre de 400 °C [Coli1998]. Pour rappel, les mêmes structures ne fonctionnaient pas au-delà de 130 °C sur des substrats Si classiques.

A la fin des années 1990, des capteurs piézorésistifs à base de SOI ont ainsi permis de dépasser les limites thermiques du silicium [Kroe1999]. Un capteur de pression capacitif (voir Figure I.2) constitué de membrane en polysilicium (Poly-Si) a été démontré pour des plages de température allant jusqu’à 340 °C et pour de pressions variant de 4 MPa à 12,5 MPa [Kast2000]. Néanmoins, la barrière des 500 °C reste infranchissable. L’étude théorique du

comportement des dispositifs CMOS à haute température, notamment celle de la mobilité des porteurs dans le silicium, témoigne pourtant de la volonté d'obtenir des dispositifs fonctionnels au-delà de 500 °C [Regg2002].

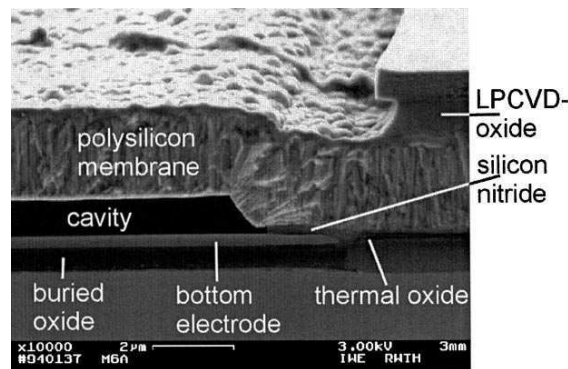


Figure I.2 : Image MEB de la section d'un capteur de pression capacitif à base de SOI [Kast2000]

Yulong et al. sont parvenus, en 2003, à la mise au point d'un capteur piézorésistif SOI CMOS mesurant des pressions atteignant 25 MPa pour des températures de l'ordre de 200 °C. La partie mécanique est ingénieusement découplée de la zone piézorésistive à base de SOI et permet le fonctionnement linéaire du capteur à une température de 1000 °C durant plusieurs secondes. Cette performance s'obtient au prix d'un encombrement plus important, le capteur complet mesurant 25 mm [Yulo2003]. On retrouve ici les écueils rencontrés par les premières tentatives issues de ce type de découplage. Pourtant, des travaux ultérieurs reposant sur le même principe aboutiront à des résultats encore plus probants. Zhao et al. décrivent ainsi un capteur de pression fonctionnant jusqu'à 2000 °C en mesure instantanée sans endommager le dispositif [Zhao2006]. Observons de plus le fait que ce capteur fonctionne de manière linéaire jusqu'à 120 MPa (voir Figure I.3).

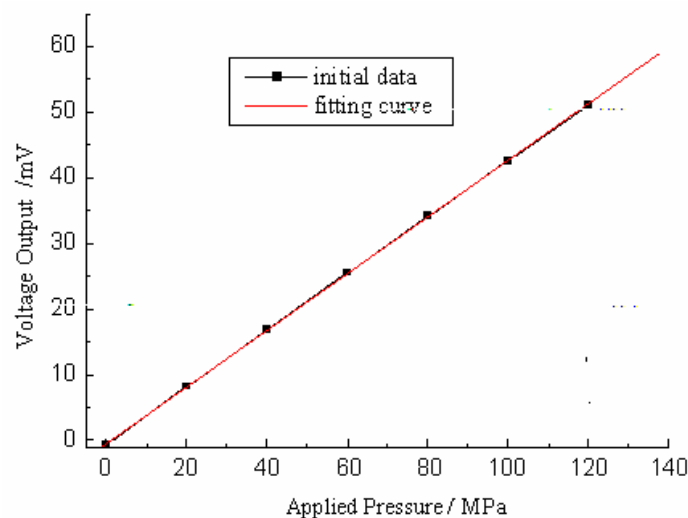


Figure I.3 : Performances à 200 °C du capteur proposé par Zhao et al. [Zhao2006]

L'approche reposant sur l'utilisation de la filière SOI CMOS est toujours d'actualité malgré la compétition sévère imposée par des approches concurrentes que nous décrirons ultérieurement. Grâce aux innovations de cette filière et notamment grâce à l'industrialisation de techniques reposant sur le « wafer bonding » comme le procédé SmartCut™ ou le procédé



SDB (Silicon Direct Bonding), leur coût est réduit et leur fiabilité grandement améliorée. La qualité des dispositifs SOI-MEMS s'améliore en conséquence. De nouveaux capteurs mécaniques voient le jour. Ils se comportent de manière linéaire jusqu'à 550 °C pour des pressions atteignant 5 MPa [Guo2008] [Guo2009]. Plus récemment, des capteurs de déformation utilisant aussi le SmartCut™ ont été mis au point. Ces derniers démontrent une très grande stabilité thermique : la variation de leur facteur de jauge est inférieure à 8% pour une variation en température de 24 °C à 130 °C [Kuo2009].

Malgré ces résultats, il est possible de remarquer que les SOI-MEMS seront toujours tributaires des limitations de la filière CMOS. Ainsi, en dépit des obstacles franchis avant tout grâce au wafer bonding, cette piste se révèle pour l'heure inappropriée pour des applications à très hautes températures.

#### **I.2.1.2. Exploitation des alliages métalliques et céramiques**

Une alternative à l'approche décrite en Section I.1.1.1 est le remplacement du silicium de la zone active par d'autres matériaux plus adaptés aux conditions hostiles. Cette méthode vise essentiellement à l'élaboration de dispositifs résistifs afin de contourner la non-linéarité de la résistance électrique du silicium à haute température et de créer des jauges de contrainte linéaires à haute température. La recherche s'est naturellement tournée vers des alliages thermorésistants et chimiquement peu réactifs ainsi que vers les matériaux céramiques.

Les premiers capteurs de ce type reposent sur des métaux purs comme le manganèse [Raja1990] et des alliages traditionnels comme le nichrome Ni-Cr. Certaines tentatives ultérieures utilisent des matériaux plus rares comme l'alliage bismuth-antimoine Bi-Sb ou l'alliage or-nickel Au-Ni [Raja1993]. Les résistances de détection ou jauges, obtenues à partir de ces matériaux ne sont pas très efficaces du fait des faibles propriétés piézorésistives de ces alliages. Elles souffrent par conséquent d'une sensibilité très réduite. De grandes dimensions sont ainsi nécessaires afin d'obtenir un signal exploitable. Ces jauges sont de plus dotées d'un comportement non-linéaire par rapport à la température et en contrainte mécanique, plus ou moins significatif selon les alliages. A ces obstacles s'ajoute la difficulté et le manque de fiabilité des procédés de fabrication de ce type de couches. Le degré de compatibilité de ces procédés avec la filière CMOS est variable et entraîne des défauts sur les dispositifs finaux. Le gain de fonctionnement en température est donc limité par les effets parasites dus aux alliages et cette alternative se révèle moins facile à exploiter que les SOI-MEMS.

Cependant, en exploitant ce principe couplé à l'utilisation de substrats SOI, Chung et al. ont obtenu un capteur de pression ayant pour couche active un alliage céramique de nitrure de tantale TaN décrit en Figure I.4. En plus de proposer un procédé de fabrication fiable et compatible CMOS, les performances du capteur en question surpassent en termes de sensibilité celles des autres capteurs du même type ainsi que les capteurs piézorésistifs CMOS classiques. Il présente une non-linéarité faible et une très bonne stabilité thermique, sa sensibilité variant de moins de 8% sur une plage de température allant de 25 °C à 200 °C.

Il est tout de même utile de relativiser la portée de ces résultats. La caractérisation du capteur a été réalisée en dessous de 200 °C et surtout pour des pressions inférieures à 0,2

MPa. Si les auteurs font, à raison, l'hypothèse d'un comportement adapté à haute température, il est nécessaire de se poser la question du comportement du dispositif pour des pressions très élevées.

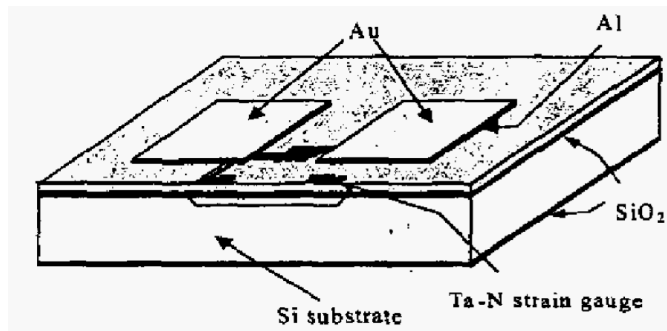


Figure I.4 : Schéma d'un capteur de pression utilisant l'alliage TaN sur substrat SDB SOI [Chun2005]

Si de tels résultats sont encourageants pour des céramiques particulières, notons que c'est à travers cette approche qu'un autre matériau a pu émerger dans le domaine des microsystèmes. En effet, en détection mécanique, le carbure de silicium SiC a été envisagé comme substitut du silicium dans la zone active pour des filières compatibles CMOS. Il est aussi étudié comme substrat innovant pour les applications à haute température et par extension en conditions sévères. Intéressons-nous de plus près à ce matériau.

### I.2.2. Solutions de capteurs basées sur le carbure de silicium SiC

Il est important de rappeler que les dispositifs à base de semiconducteurs tels que les diodes ou les transistors à effet de champ (FET) ont un comportement bien établi en température tant que l'on reste en-deçà des limites de structure. Ainsi, la solution la plus répandue aujourd'hui pour la détection en environnement hostile est l'utilisation de matériaux à la fois semiconducteurs à grand gap et stables chimiquement. Ce type de matériaux offre l'avantage de pallier aux faiblesses chimiques et thermiques du silicium tout en tirant profit des architectures et des comportements déjà établis sur substrat de silicium.

Le carbure de silicium SiC est l'un de ces matériaux. Connu depuis la fin du 19<sup>e</sup> siècle, il est pressenti comme la solution pour l'électronique de haute température par William Shockley dès 1960 [Shoc1960]. Le discours prophétique qu'il tient à cette conférence met en exergue la principale limitation du SiC, à l'époque et pour les trente années à venir : l'obtention de couches monocristallines de haute performance.

Le SiC est un matériau présentant une variété de polymorphisme cristallin appelé polytypisme. Cette particularité permet au SiC de se cristalliser suivant un empilement de monocouches de direction et de type différents, selon des combinaisons de trois systèmes cristallins différents : le système cubique, le système hexagonal et le système rhomboédrique. Les propriétés et la symétrie du cristal obtenu dépendent essentiellement de la périodicité des couches dans l'empilement. C'est de cette manière que l'on distingue différents types de carbure de silicium. A ce jour, l'existence de plusieurs centaines de polytypes de SiC a été prouvée.

Les premières tentatives de dépôt de SiC sur substrat de silicium souffriront de difficultés liées notamment à la présence d'importantes contraintes résiduelles à l'intérieur des couches déposées. La raison principale de ce phénomène vient des désaccords importants entre les paramètres cristallins et thermiques des polytypes SiC et du silicium. Les premiers substrats massifs de SiC n'émergeront pas avant le début des années 1990 grâce à l'apparition de procédés de fabrication pour le carbure de silicium de type 6H-SiC et de type 4H-SiC [Casa1996]. Le 4H-SiC se compose d'un nombre égal de couches cubiques et hexagonales contre une combinaison de deux tiers de couches cubiques pour un tiers de couches hexagonales dans le cas du 6H-SiC. En plus, d'être disponible sous forme de substrats massifs, ils présentent un grand gap ( $\sim 3$  eV) autorisant des températures de fonctionnement supérieures à 500 °C. Ces nouveaux substrats ouvrent un nouveau champ d'applications non seulement en haute température, suivant en cela les prévisions de Shockley, mais aussi dans le domaine des hautes puissances électriques et des hautes fréquences.

Le SiC présente aussi une température de fusion de 2830 °C, deux fois supérieure à celle du silicium ainsi que d'une rigidité élevée : son module d'Young peut varier de 500 GPa à 700 GPa suivant les polytypes ce qui est au moins deux à trois fois plus élevé que pour le silicium [Mehr1998] [Kohn2008]. Enfin, sa très grande inertie chimique, qui a d'ailleurs limité sa fabrication pendant des décennies, en fait un candidat idéal pour les applications de détection mécanique en conditions sévères. Dès l'arrivée des premiers substrats 6H-SiC, des MOSFETs fonctionnant jusqu'à 650 °C sont d'ailleurs proposés [Palm1991]. Les concepts établis pour les Si-MEMS inspireront celles des premiers capteurs à base de SiC. Ces derniers suivront donc dans un premier temps les principes des capteurs mécaniques classiques de type piézorésistifs ou capacitifs.

#### **I.2.2.1. Capteurs piézoélectriques et piézorésistifs à base de SiC**

L'utilisation du carbure de silicium dans les applications microsystemes est envisagée tout d'abord par le dépôt de SiC sur des substrats de silicium. Le SiC joue alors soit le rôle de couche de détection dans le cadre de capteurs piézorésistifs ou capacitifs ou de couche de protection dans le cadre de capteur mécanique utilisant des structures à base de silicium [Kroe1998]. Ce type de dispositifs est communément appelé SiC-on-Si. Les premiers MEMS reposant sur des substrats 6H-SiC plutôt que des substrats Si apparaissent à la fin des années 1990 avec les premiers procédés de microusinage [Yass1999] (voir Figure I.5) et de gravure pour le carbure de silicium et compatibles CMOS [Mehr1999]. Ces premiers succès sont alors limités par les performances de l'électronique sur SiC et de nombreux problèmes d'encapsulation qui limitent la température d'opération effective de ces microsystemes.

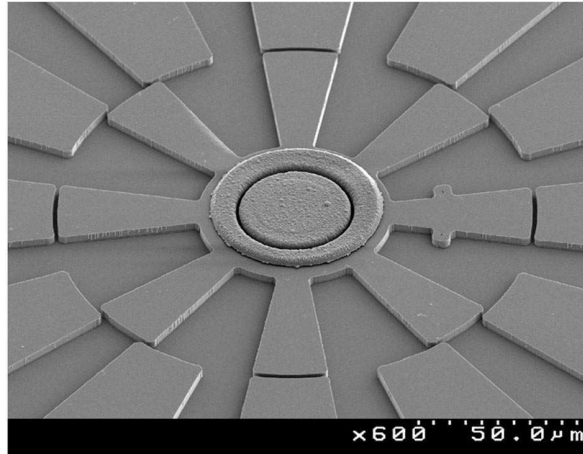


Figure I.5 : Image MEB d'un micromoteur obtenu sur substrat 6H-SiC [Yass1999]

En 1998, Okojie et al. publient leurs résultats sur un capteur de pression piézorésistif à base de 6H-SiC. Se comportant linéairement jusqu'à 1000 psi soit environ 7 MPa, il peut fonctionner jusqu'à 500 °C pendant une dizaine d'heures sans dommage notable [Okoj1998]. Le dispositif occupe une surface de 1.48 mm<sup>2</sup> pour une épaisseur totale de 50 μm. Ces dimensions sont bien inférieures à celles affichées par les SOI-MEMS les plus performants du domaine. Ce dispositif représente donc, à l'époque, une avancée majeure face aux dispositifs SOI ou céramique.

D'autres types de capteurs mécaniques bénéficient des avantages amenés par le SiC. Par exemple, Atwell et al. exploitent la grande rigidité du 6H-SiC pour concevoir un accéléromètre piézorésistif pour les grandes accélérations présentant des performances stables et linéaires pour des accélérations atteignant 40000 g sans optimisation poussée de la structure [Atwe2003].

Le début des années 2000 voit l'arrivée de nouveaux procédés de dépôt de SiC sur substrat de silicium permettant notamment l'obtention de couches faiblement contraintes, ce qui relance les études sur les MEMS SiC-on-Si. Ainsi, Pakula et al. proposent un capteur de pression capacitif reposant sur ces nouveaux procédés [Paku2003]. Malgré de bonnes performances à basse pression, le capteur adopte un comportement non-linéaire au-delà de 0,5 MPa. Bien que prévu pour résister aux atmosphères agressives grâce à la couche de SiC, son comportement à haute température et à haute pression n'est pas traité et laisse la question de son adaptabilité pour les conditions sévères en suspens.

D'autres capteurs SiC-on-Si se basent sur des polytypes de SiC mieux connus mais jusqu'alors inexploitable dans le domaine des microsystemes. C'est par exemple le cas du 3C-SiC. Ce polytype est constitué d'une période de trois couches cubiques orientées selon les trois directions de l'espace et présente une symétrie générale cubique. Bien qu'étant historiquement l'un des premiers polytypes de SiC étudié, il n'est alors pas disponible sous forme de substrat massif comme le 6H-SiC ou le 4H-SiC et s'utilise en dépôt sur des substrats de silicium. Cela est rendu possible par une meilleure adéquation entre les paramètres de maille et les coefficients de dilatation thermique de ce polytype et ceux du silicium. Il sera

notamment exploité dans la réalisation de capteur de pression capacitif où la couche de 3C-SiC joue en parallèle le rôle de diaphragme et d'isolation du milieu supposé agressif.

Les capteurs capacitifs pour les hautes pressions fonctionnent souvent selon un mode particulier : le « touch mode ». Dans ce mode, le diaphragme, considéré comme électrode supérieure et composé de SiC, vient au contact du fond de la cavité de détection recouvert d'une couche d'isolant. Le substrat remplit la fonction d'électrode inférieure. Quand la pression augmente, la surface en contact augmente en proportion. La capacité du capteur garde donc un comportement linéaire en pression. L'avantage majeur du touch mode par rapport à un mode classique où le diaphragme ne contacte pas la cavité, est d'autoriser des contraintes mécaniques supérieures pour des dimensions identiques tout en conservant la linéarité du capteur comme décrit en Figure I.6.

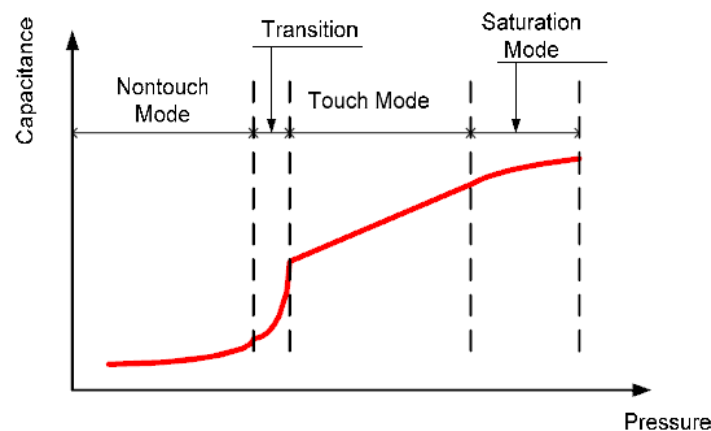
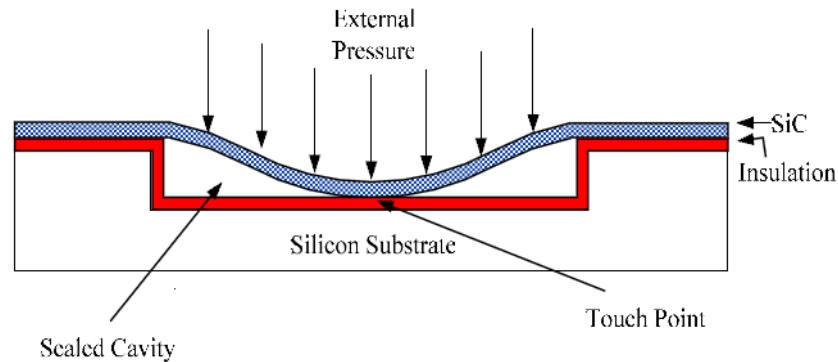


Figure I.6 : Principe du touch mode tel que décrit par Du et al. [Du2005]

Young, Du et al. démontrent la faisabilité d'un tel capteur en 2004 [Youn2004]. Pour fabriquer ce capteur, la couche de 3C-SiC est obtenue par croissance sur un substrat de silicium puis transférée par wafer bonding sur un substrat de silicium porteur où a été gravée la cavité de détection (voir Figure I.7). Le transfert s'opère via une couche de verre de phosphosilicate ou PSG (PhosphoSilicate Glass) qui jouera le rôle d'isolant. Cette couche est préalablement déposée sur le substrat porteur. Le dispositif final fournit de bonnes performances jusqu'à 400 °C mais souffre de non-linéarité au-delà de 1500 torr (environ 0,2 MPa) malgré un dimensionnement prévu pour atteindre 1760 torr. Cela s'explique essentiellement par la présence de contraintes résiduelles importantes de l'ordre de 200 MPa dans la couche de 3C-SiC. Cette même équipe parvient à réduire ce phénomène parasite en utilisant un procédé de dépôt de 3C-SiC dopé à l'azote [Du2005]. Le matériau obtenu, appelé d'abord Poly-3C-SiC puis plus simplement Poly-SiC, présente un stress résiduel inférieur à 100 MPa ce qui améliore à la fois la sensibilité et la linéarité du capteur à 400 °C. Mais encore une fois, le fonctionnement à haute pression n'est pas traité, ne permettant pas de conclure sur les aptitudes de ce capteur à supporter les conditions sévères telles que décrites dans ce chapitre.

Selon le même principe, Hezarjaribi et al. proposent en 2008 un design amélioré pouvant fonctionner en *touch mode* de 7,5 MPa à 20 MPa. Néanmoins, ces résultats essentiellement théoriques sont basés sur des simulations numériques [Heza2008].



**Figure I.7 : Schéma du capteur de pression touch mode proposé par Young, Du et al. [Du2005]**

En suivant cette approche, le résultat le plus probant à ce jour a été publié par Chen et al. en 2007. Bénéficiant de la mise au point récente de substrat massifs à base de Poly-SiC, le capteur de pression décrit par ces derniers repose intégralement sur le SiC pour le substrat et le diaphragme. L'isolation de la piézocapacité est assurée par une couche de nitrure de silicium  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Proposant d'abord un design *touch mode* permettant d'atteindre des pressions de l'ordre de 5 MPa jusqu'à 574 °C [Chen2007], ils élaborent ensuite un design hybride proposant une bonne sensibilité en mode classique et atteignant des performances similaires à leur précédent design en *touch mode*. Ils démontrent de plus la stabilité et la reproductibilité de ces performances après plusieurs cycles de fonctionnement [Chen2008].

Les nouveaux procédés de dépôt de SiC ont aussi entraîné un renouveau de son utilisation comme couche protectrice de dispositifs CMOS pour les applications en atmosphère agressive. Azevedo et al. montrent qu'il est possible d'obtenir des capteurs CMOS fonctionnels en milieu corrosif liquide ou gazeux grâce à l'application d'une couche de protection de quelques dizaines de nanomètres de Poly-SiC sur le dispositif. Le microsystème obtenu peut ainsi résister à un bain de KOH à 80 °C pendant 5 minutes sans dommages observables sur la structure [Azev2007].

La continuité de la recherche d'applications du SiC pour les conditions sévères passe notamment par l'amélioration des procédés de fabrication et des techniques de microusinage. La réduction des contraintes résiduelles à l'intérieur des diaphragmes de Poly-SiC reste un défi majeur. Pour illustrer cette notion, on peut citer le récent article de Tang et al. Ils proposent un capteur de pression capacitif dont la fabrication, en plus d'être compatible CMOS, repose sur une technique de wafer bonding particulière appelée anodic bonding, qui utilise des substrats de verre borosilicate. Cette technique permet de réduire considérablement les contraintes résiduelles du diaphragme de Poly-SiC. Les conséquences en sont des performances améliorées à dimensions égales et, a fortiori, des possibilités de miniaturisation accrues [Tang2011].

Il est aussi intéressant de remarquer que parmi les propriétés particulières du carbure de silicium figurent en bonne place ses propriétés optiques. Cela a d'ailleurs amené les spécialistes des microsystèmes à développer des concepts de capteurs mécaniques novateurs, comme nous allons le constater.

### I.2.2.2. Capteurs optomécaniques à base de SiC

Du fait de ses propriétés physiques, le SiC a rapidement été étudié comme matériau de base pour différents types de capteurs. Si les approches piézorésistive et piézocapacitive héritée des filières MEMS classiques présentent les meilleurs résultats à ce jour, elles ne permettent pas d'éviter le problème de l'électronique à haute température posée par les propriétés semiconductrices du SiC, confinant l'usage de ces dispositifs à des températures inférieures à 600 °C.

L'une des pistes explorées pour pallier à cette limitation est l'utilisation de dispositifs optiques. Longtemps plus appropriés pour les conditions extrêmes rencontrées en automobile ou en aéronautique, des dispositifs optiques basés sur le SiC ayant pour objectif la détection mécanique en conditions sévères ont commencé à apparaître ces dernières années.

Ce choix a été motivé par les excellentes prédispositions mécaniques et thermiques du SiC décrites précédemment. L'un des principaux concepts est l'exploitation de diaphragmes de SiC pour fabriquer des capteurs de pression optoélectroniques. Il est en effet possible de coupler des diaphragmes de SiC dimensionnés pour les hautes pressions avec des diodes lasers résistantes aux hautes températures. En plus d'isoler la partie optique du milieu externe, l'acquisition du signal réfléchi par le diaphragme permet d'en calculer la courbure et d'en déduire la pression qui lui est appliquée. La faisabilité de ce principe a été validée par Riza et al. en 2007 à l'aide d'un laser macroscopique extérieur à la puce contenant le diaphragme de SiC comme décrit par la Figure I.8. Il a ainsi été possible de mesurer des pressions s'élevant à 4,1 MPa avec une résolution de 0,03 MPa. Néanmoins, ce test a été réalisé à température ambiante [Riza2007].

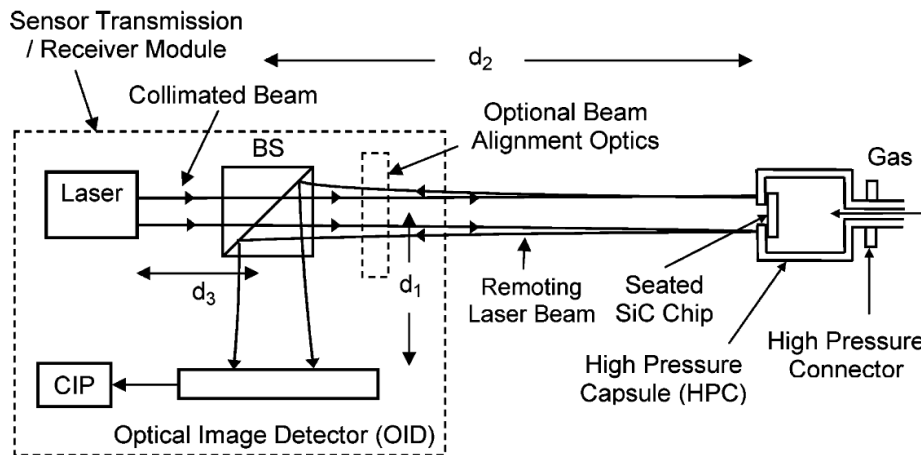


Figure I.8 : Schéma du principe de détection décrit par Riza et al. [Riza2007]

Une proposition de capteur de pression suivant le même principe a été publié par Zhang et al. La partie optique est cette fois-ci intégrée au dispositif par l'emploi d'une fibre optique. Le principe de mesure, la faisabilité et le dimensionnement nécessaire à un tel capteur sont décrits par les auteurs pour une gamme de pression s'étalant de 0 à 60 MPa. Ils démontrent par la théorie la linéarité de la réponse du capteur sur cette gamme ainsi que l'influence réduite de la température sur la réponse de leur capteur : pour une variation de température de 600 °C, la variation de la réponse serait inférieure à 1%. Tout ceci reste bien sûr valide dans les limites du modèle et n'a pas encore passé l'épreuve de l'expérimentation [Zhan2009].

Le carbure de silicium a aussi été étudié pour constituer des capteurs de gaz résistants aux conditions sévères. Une méthode de détection optique possible est l'étude des figures d'interférences obtenues en soumettant à un faisceau laser une puce de SiC placée dans un caisson hermétique rempli du gaz à analyser. La figure d'interférences obtenue est dépendante de la composition du gaz. Ce principe de détection, proposé par Dakshinamurthy et al. en 2004, est établi pour la détection de gaz jusqu'à 300 °C. Mais leur étude révèle que ce même principe peut être utilisé pour la détection de pression [Daks2006]. En effet, à gaz donné, la réponse du capteur varie de manière quasi-linéaire avec la pression exercée à l'intérieur du caisson. Rappelons ici que l'échantillon de SiC consiste en un simple morceau de substrat et n'est pas conçu comme un élément mécanique mobile ou déformable. Cette méthode a permis de mesurer des pressions jusqu'à 400 psi soit 2,75 MPa pour des températures de 300 °C.

Bien que ces différentes solutions optiques présentent des performances inférieures à celles présentées en Section I.2.2.1, elles restent dignes d'intérêt puisqu'elles témoignent d'un souci de convergence des disciplines propre aux MEMS. Elles ouvrent avant tout la voie à la recherche concernant les plateformes multicapteurs adaptées aux conditions sévères.

Il est facile de constater que les solutions offertes par le carbure de silicium possèdent des avantages qui en font le matériau de recherche leader pour les applications microsystemes en conditions sévères. Néanmoins, un autre matériau, plus méconnu en microélectronique, voit son intérêt grandir aux yeux des spécialistes du domaine. Il s'agit du diamant.

### **I.2.3. Solutions de capteurs basées sur le diamant**

Les possibilités offertes par le diamant en tant que matériau pour les microsystemes sont mises en avant dès le début des années 1990. Le diamant est un matériau extrêmement rigide : son module d'Young est de l'ordre de 1200 GPa soit presque un ordre de grandeur supérieur à celui du silicium. Il n'a pas non plus de comportement plastique notable et bénéficie d'une stabilité chimique rare. De plus, le dopage de couches de diamant par des atomes de bore permet d'obtenir un diamant dopé p présentant des propriétés piézorésistives. Cette découverte a ouvert la voie aux premiers MEMS reposant sur l'usage du diamant.

Werner et al. mettent ainsi au point un capteur de pression macroscopique – le diaphragme utilisé étant millimétrique – constitué d'éléments piézorésistifs en diamant dopé p sur un substrat de silicium. Ce capteur est linéaire et sa sensibilité est quasiment constante sur une gamme de température s'étalant de -50 °C à 170 °C dans le cas des résistances les plus

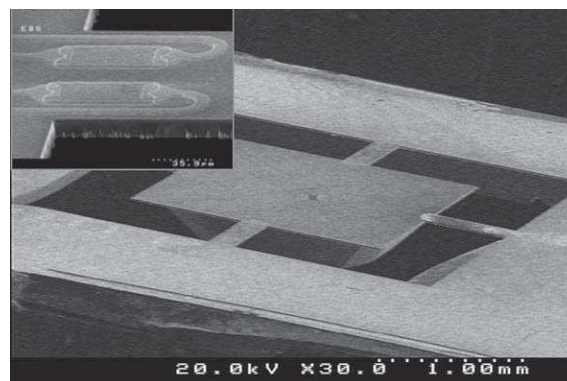


fortement dopées [Wern1995]. Si ces résultats sont encourageants, la mauvaise qualité du diamant déposé et le coût du procédé tempèrent les résultats obtenus.

Pourtant, l'amélioration des procédés va permettre la pérennité du diamant notamment en tant que base pour les capteurs de gaz. La fin des années 1990 voit l'arrivée de capteurs chimiques à base de diamant fonctionnant jusqu'à 650 °C [Davi1999]. Les premières techniques de microusinage sur diamant relancent à la même époque l'étude de MEMS incluant le diamant dans des procédés compatibles CMOS. Le principal inconvénient posé par l'utilisation du diamant est alors celui des températures exigées pour le dépôt de couches cristallines. Elles s'échelonnent de 650 °C à 850 °C. Le diamant est donc déposé sur un substrat de silicium fortement dilaté. Cela entraîne la présence de contraintes résiduelles importantes dans la couche de diamant et souvent des dommages mécaniques dans la structure du MEMS en fin de procédé.

Malgré cela, le diamant continue à intéresser les spécialistes du domaine. En effet, les rigidités effectives, c'est-à-dire mesurées en incluant les effets parasites tels que les dommages structuraux, de microstructures mécaniques suspendues – poutres encastrées libres, membranes, diaphragmes – composées de diamant dépassent 800 GPa, une valeur deux à trois fois plus élevée que dans le cas des dispositifs Si classiques. Suivant cette logique, Kohn et al proposent un accéléromètre constitué d'une masse sismique en silicium fixé à une membrane de diamant (voir Figure I.9). Les jauges de contrainte utilisées sont formées de diamant fortement dopé p. Cet accéléromètre se révèle capable de mesurer des accélérations jusqu'à 7000 g pour un régime de température pouvant atteindre en théorie 700 °C [Kohn1999].

Néanmoins, les performances de ces dispositifs restent très en-deçà des performances affichées à l'époque par les SOI-MEMS et les SiC-MEMS. De plus, le diamant a toujours besoin d'un substrat porteur, qui pour l'heure, est le silicium. Cela restreint les possibilités inhérentes à ce matériau. En 2001, diverses équipes de l'Université de Ulm rapportent l'élaboration de structures suspendues, notamment de poutres encastrées libres, dont le seul matériau porteur et structurel est le diamant. Ils parviennent de plus à établir que le diamant peut être aussi utilisé de manière performante en tant que matériau pour les contacts électriques et le support mécanique de la structure mobile [Kohn2001].



**Figure I.9 : Image MEB de l'accéléromètre basé sur le diamant proposé par Kohn et al. [Kohn1999]**

De son côté, une équipe de l'Université de Bochum décrit les résultats obtenus pour un capteur de pression adapté aux conditions sévères dont les performances sont remarquables [Zait2001]. Sa capacité de détection repose sur l'utilisation innovante de diodes p-i-p à base de diamant dopé p couplé à une structure mécanique connue, particulièrement adaptée aux très hautes pressions : une cellule à enclume de diamant, structure dont les dimensions sont en général millimétriques pour les plus petites d'entre elles. Ce capteur est donc intégralement fabriqué à base de diamant et se comporte linéairement à 850 °C, et ce, même sous des pressions de l'ordre de 7 GPa. Bien que ce capteur ne puisse pas être considéré comme un MEMS du fait de ses dimensions, son efficacité permet d'illustrer les immenses possibilités du diamant en tant que matériau pour la détection mécanique. Notons aussi que l'électronique repose intégralement sur les propriétés semiconductrices du diamant.

Bien que les procédés de dépôt et de gravure du diamant s'améliorent, permettant ainsi d'améliorer à la fois les interfaces avec d'autres matériaux mais aussi la qualité des couches de diamant obtenues [Otte2002], il apparaît rapidement que l'absence de procédés de microusinage efficaces et rentables freine l'essor du diamant dans le domaine des microsystèmes en conditions sévères. En revanche, c'est loin d'être le cas pour les autres types de détection en environnement hostile. L'essentiel de son exploitation actuelle se concentre d'ailleurs sur la détection chimique liquide ou gazeuse et sur les bionanotechnologies, suivant ainsi le chemin des autres matériaux dérivés du carbone comme les nanotubes de carbone ou la graphite [Qure2009].

Néanmoins, l'avènement récent de procédés de wafer bonding permettant l'obtention de couches de diamant faiblement contraintes et même, non contraintes pourrait bien changer la donne. En effet, ces substrats de diamant sur silicium ou sur isolant de qualité supérieure tels que les substrats UNCD™ offrent des possibilités de conception innovantes et prometteuses dans le cadre des MEMS pour les conditions sévères [Bayr2011]. Malheureusement, le prix et la difficulté d'accès à ces matériaux novateurs restent encore aujourd'hui rédhibitoires. A titre d'information, un wafer UNCD™ de 200 mm coûte 2500 \$US chez la société qui en détient le brevet contre un prix moyen d'environ 900 \$US pour les substrats classiques de même dimension [Adt2011].

Pour conclure ce tour d'horizon, nous allons résumer les performances des différentes solutions envisagées selon des critères de performance en accord avec les besoins décrits en début de chapitre.

#### **I.2.4. Bilan des principales solutions de détection mécanique en milieux hostiles**

Avant de comparer les différentes méthodes décrites dans ce chapitre, il est important de se souvenir que n'ont été décrites ici que les solutions les plus étudiées et les plus prometteuses en rapport avec le domaine des microsystèmes, en dehors de celles proposées par les matériaux III-N. Il existe un certain nombre de solutions atypiques proposant des approches novatrices sinon compétitives. Nous pourrions citer par exemple des solutions purement optiques ou d'autres utilisant les microplasmas [Wrig2007]. Néanmoins, ces approches sont tellement éloignées en termes de performances, de faisabilité et de potentiel

des techniques discutées dans ce chapitre que nous ne les aborderons pas au cours de ce manuscrit.

Il est maintenant nécessaire de définir les critères de comparaison entre les différentes techniques présentées. Ces derniers reposeront d'abord sur les besoins affichées par l'industrie et la recherche puis sur l'état actuel des performances et des résultats obtenus à ce jour.

Le premier des critères commerciaux retenus concerne la facilité d'accès aux matériaux propres à chaque technique. Cette donnée ayant un impact direct sur le coût des capteurs mis ou pouvant être mis en circulation, elle est primordiale. Un autre paramètre concerne la compatibilité avec les technologies commerciales actuelles à savoir celles de la filière CMOS. En effet, des techniques inadaptées aux moyens de production disponibles diminuent leur attractivité aux yeux des industriels ainsi que les délais de mise sur le marché. Le dernier critère de ce type concerne l'état actuel de commercialisation de ces solutions. Une technologie qui a déjà fait ses preuves facilitera les investissements et donc l'innovation la concernant. Nous tenons ici compte de dispositifs prouvés et commercialisés en tant que microcapteurs seulement.

Nous nous intéresserons ensuite aux paramètres techniques. Puisque le sujet de ce chapitre est la détection mécanique en conditions hostiles, les trois paramètres les plus critiques sont les gammes de température et de pression/accélération obtenus pour chacune des techniques, ainsi que leur résistance face aux atmosphères agressives. A des fins de cohérence, température et pression/accélération seront liées au capteur présentant les meilleures performances moyennes et non pas aux capteurs les plus performants pour chacun de ces deux critères. Pour finir, nous tenterons de prendre en compte le potentiel relatif à chacune des solutions tout en renseignant l'année où ces solutions ont commencé à être activement recherchées toujours à des fins de cohérence. A noter que nous ne considérons le potentiel de ces technologies que dans le cadre de la détection mécanique en conditions hostiles. Ce critère ne tient donc pas compte de leur potentiel pour d'autres types de détection ou d'autres domaines des microtechnologies. Ce bilan est présenté dans le tableau I.1. Les données relatives aux Si-MEMS sont présentées à titre de comparaison.

Tableau I.1 : Bilan comparatif des solutions proposées au cours du chapitre

	Accès au matériau	Compatibilité CMOS	Commercialisation	Recherche active depuis
<b>Si-MEMS</b>	Très facile	Totale par définition	N/A	1970
<b>SOI-MEMS</b>	Facile	Idem	Domination du marché	1993
<b>Céramiques</b>	Limité	Bonne	Très faible	1995
<b>SiC-on-Si</b>	Moyen	Excellente	Moyen	1995
<b>SiC-MEMS</b>	Limité	Bonne	Faible	2000
<b>SiC Optique</b>	Très limité	Très limitée	Nulle	2005
<b>Diamant</b>	Limité	Moyenne	Nulle	1995
	<b>Performances maximales</b>		<b>Résistance chimique</b>	<b>Potentiel</b>
	<b>Température</b>	<b>Pression/Accélération</b>		
<b>Si-MEMS</b>	130 °C	< 5 MPa	Nulle	Nul
<b>SOI-MEMS</b>	550 °C	5 MPa	Nulle	Limité
<b>Céramiques</b>	200 °C	0,2 MPa	Très bonne	Moyen
<b>SiC-on-Si</b>	400 °C/150 °C	0,2 MPa/40000 g	Très bonne	Bon
<b>SiC-MEMS</b>	574 °C	5 MPa	Excellente	Excellent
<b>SiC Optique</b>	300 °C	2,75 MPa	N/A	Limité
<b>Diamant</b>	800 °C	7000 g	Excellente	Excellent

Grâce à ce tableau, il est possible de constater que les dispositifs SOI-MEMS sont, de loin, les mieux implantés dans le domaine. Leur ancienneté et le fait qu'ils soient issus d'une technologie CMOS expliquent sans doute qu'en termes d'applications, ils représentent la majorité des capteurs en conditions sévères « modérées ». Très présent en microélectronique, ils sont facilement disponibles à des prix modérés et adaptés aux chaînes de production déjà en place.

Pourtant, ce bilan révèle que l'avenir se trouve a priori du côté des SiC-MEMS. Remplissant naturellement une grande partie des prérequis à la détection en conditions sévères, leurs performances ont d'ors et déjà été démontrées et leur marge de progression en termes d'optimisation et de procédés de fabrication devrait leur permettre de bientôt supplanter les dispositifs CMOS classiques. La limite principale à leur commercialisation reste avant tout celle de l'adaptation des filières de productions pour assurer des volumes rentables.

Comme expliqué précédemment, ce bilan ne tient pas compte de l'une des classes de matériaux émergentes pour les applications en milieu hostile. Il s'agit des nitrures de la classe III-V aussi appelé matériaux III-N. Les propriétés particulières et les applications les plus significatives permises par l'exploitation de ces matériaux font l'objet du prochain chapitre de ce manuscrit à la fin duquel ce tableau sera complété.



## **CHAPITRE II :**

### **PROPRIÉTÉS ET APPLICATIONS DES MATÉRIAUX III-N**

## **II.1. A propos des matériaux III-N**

Les premières recherches concernant les nitrures du groupe III-V ont commencé à la fin des années 1960. L'émergence des premiers MEMS avaient entraîné l'étude de différents matériaux piézoélectriques adaptés à l'implantation sur substrat de silicium. A l'époque, les résultats les plus convaincants furent obtenus grâce à l'oxyde de zinc ZnO et au sulfure de cadmium CdS. Les matériaux céramiques de type PZT bien que déjà utilisé ne sont pas alors disponibles en couches minces adaptées aux MEMS. Les propriétés des nitrures d'aluminium AlN puis de gallium GaN ont alors éveillé l'intérêt des chercheurs [Oclo1973]. Avec des propriétés piézoélectriques comparables à celles des matériaux prééminents à l'époque, voire même supérieures dans le cas de l'AlN, ils se révélèrent finalement extrêmement limités en tant que matériau pour les microsystèmes. Les températures nécessaires à leur fabrication entraînaient d'importantes contraintes à l'intérieur des couches déposées sur les substrats disponibles. Ces importantes contraintes résiduelles imposaient une faible épaisseur critique sous peine de délamination du matériau. Cela n'a pourtant pas empêché l'étude théorique de ces matériaux dans les années 1970 même si peu d'expérimentations furent menées du fait des coûts importants engendrés [Litt1975] [Sava1978].

L'intérêt des matériaux III-N fut relancé au milieu des années 1980 par le besoin croissant de dispositifs microélectroniques pour les hautes puissances électriques et les hautes fréquences. Confrontés à nouveau aux restrictions thermiques des dispositifs CMOS, l'attention des spécialistes se porta sur les matériaux III-V en général. Parmi eux, l'arséniure de gallium GaAs et ses alliages composés comme l'arséniure de gallium aluminium AlGaAs firent figure de premiers de la classe. Le GaAs propose en effet un gap de 1.4 eV, supérieur au silicium et une mobilité électronique aux environs de  $8000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$  soit cinq à six fois supérieure au silicium. Ce fut la mise au point d'un dispositif en particulier, le HEMT pour High Electron Mobility Transistor, qui ouvrit définitivement les portes des hautes puissances et des hautes fréquences à la microélectronique.

Il s'agit d'un transistor à effet de champ mettant à profit les propriétés singulières des gaz d'électrons bidimensionnels (2DEG). Ces derniers sont obtenus par confinement des porteurs à l'interface d'une hétérojonction semiconductrice. Ce type de dispositif possède des mobilités supérieures aux dispositifs CMOS classiques et commute plus rapidement à haute fréquence que les Si-MOSFETs classiques.

Les HEMTs GaAs/AlGaAs présentent ainsi d'excellentes performances pour les dispositifs de puissance mais aussi et surtout pour les dispositifs RF. Néanmoins, parmi les matériaux III-V, les nitrures disposent eux aussi de propriétés semiconductrices particulièrement dignes d'intérêt. L'AlN a par exemple un gap de l'ordre de 6,2 eV pour une mobilité réduite ( $< 300 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ) alors que le GaN présente un gap de 3,4 eV pour une mobilité comparable à celle du silicium. De si grands gaps offraient des gains théoriques considérables dans le champ d'applications des grandes puissances grâce, en premier lieu, à la conception de HEMTs AlGaN/GaN, pressentis dès 1984 par Stern et al. [Ster1984]. Mais

ce n'est pas le seul secteur qui révéla le potentiel des nitrures d'éléments III. Aussi, en optique, l'utilisation d'hétérostructures InGaN/AlGaIn permit-elle d'obtenir les premières diodes électroluminescentes de couleur bleue et, par la suite, de couleur blanche, ouvrant la voie à des innovations observables aujourd'hui dans les éclairages publics ou les systèmes d'affichages [Naka1994].

L'intérêt des matériaux III-N comme matériau pour la microélectronique fut ainsi relancé. L'étude de ces matériaux méconnus prit une ampleur nouvelle dans la seconde moitié des années 1990 et aboutit notamment à de nouvelles techniques de fabrication. L'arrivée des premiers procédés de dépôts sur substrats de SiC permit l'obtention de couches de nitrure de meilleure qualité grâce à un désaccord moins prononcé entre les différents paramètres de ces matériaux. Toutefois, les coûts des procédés utilisant le SiC ou le saphir freinaient encore une fois la recherche sur les matériaux III-N. Elle n'était portée que par quelques équipes allemandes et américaines. Les résultats publiés étaient souvent théoriques bien que nécessaires à la compréhension de ces matériaux [King1993] [Amba1999] [Shi1999].

Les premiers procédés autorisant le dépôt de nitrures monocristallins de qualité satisfaisante ont été élaborés vers la fin des années 1990. Ils rendirent les HEMTs à base de matériaux III-N incontournables en tant que base des dispositifs de puissance. Malheureusement, de nouveaux inconvénients apparurent. En effet, les spécialistes de ce domaine réalisèrent rapidement que les propriétés pyroélectriques des matériaux III-N avaient un effet parasite non négligeable sur les performances de leurs dispositifs [Mork1999]. Dotés d'une polarisation spontanée variant avec la température et d'une polarisation piézoélectrique, les nitrures d'éléments III répercutaient sur le comportement des HEMTs aussi bien les variations thermiques du milieu que la présence de contraintes résiduelles issues des procédés de fabrication. Et, bien que ces derniers se fussent améliorés au cours de la décennie, ces contraintes devaient encore être prises en compte.

En parallèle, d'autres chercheurs, ceux des microsystèmes, réalisèrent très vite tout l'intérêt des matériaux III-N. Ils sont bons semiconducteurs à très grand gap. Grâce à leurs propriétés piézoélectriques, ils ont une influence sur la réponse de certains dispositifs [Gask1998]. Et si l'on considère que les matériaux III-N sont en plus inertes chimiquement et ont des propriétés mécaniques proches de celles du SiC, on comprend facilement les convoitises des spécialistes des MEMS et des environnements hostiles. Le potentiel des matériaux III-N pour la détection mécanique en conditions sévères apparut même supérieur à celui des solutions envisagées jusqu'alors [Gask2000]. En 1999, Daumiller et al. ont ainsi démontré un HEMT constitué d'une hétérostructure AlGaIn/GaIn sur substrat de saphir fonctionnant jusqu'à 750°C, température au-delà de laquelle certains éléments du dispositif, notamment les contacts ohmiques, étaient dégradés thermiquement [Daum1999]. Plus récemment, Medjdoub et al. ont réussi à élaborer un transistor à effet de champ InAlN/GaIn fonctionnant jusqu'à 1000°C, l'une des températures les plus élevées atteintes pour ce type de structure [Medj2006]. Ces performances sont nettement supérieures à celles obtenues pour le SiC ou le SOI à ce jour.



Malheureusement, à l'instar du diamant, les matériaux III-N souffrent aujourd'hui de procédés de fabrication encore coûteux et, dans le cas des microsystèmes, de l'efficacité limitée des techniques de microusinage utilisées. Par contre, contrairement au diamant, les propriétés des matériaux III-N ne sont pas définies de façon précise et systématique. S'ensuivent de grandes variations entre les résultats théoriques et expérimentaux publiés compliquant par là même le travail de modélisation des chercheurs. A terme, cela a un impact négatif sur la répétabilité et la reproductibilité des résultats obtenus à ce jour pour les dispositifs mécaniques utilisant les nitrures du groupe III-V.

Nous allons donc dans la suite nous intéresser à la description des propriétés de ces matériaux et en discuter les avantages comme les inconvénients. Nous décrirons ensuite quelques résultats représentatifs afin de pouvoir en comparer les caractéristiques avec les solutions proposées au cours du premier chapitre.

## II.2. Propriétés des matériaux III-N

L'étude des propriétés des matériaux III-N est au cœur de ce travail de thèse. Nous nous intéresserons ici principalement au GaN et à l'AlN. En effet, le nitrure d'indium InN est peu étudié pour le moment dans le domaine des microsystemes même s'il connaît un essor très important dans le domaine des hautes puissances électriques du fait des performances récemment démontrées par les HEMTs InAlN/GaN.

L'alliage ternaire issu du GaN et de l'AlN est appelé nitrure d'aluminium gallium et s'écrit grâce au sigle  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  où  $x$  correspond à la proportion molaire d'aluminium dans l'alliage. Cette proportion varie généralement entre 0,15 et 0,40. Par simplicité d'écriture, le sigle AlGaN sera conservé et la proportion molaire indiquée le cas échéant. Nous n'en décrirons que quelques propriétés. En effet, une interpolation linéaire des propriétés du GaN et de l'AlN aboutit à une excellente approximation des propriétés de l'alliage en fonction de  $x$ . Ainsi, la propriété  $Z$  de l'alliage est donnée par la formule suivante :

$$Z^{\text{AlGaN}} = x.Z^{\text{AlN}} + (1-x).Z^{\text{GaN}} \quad (\text{II.1})$$

La connaissance des propriétés du GaN et de l'AlN est donc suffisante pour obtenir celles de l'AlGaN. Nous avons déjà établi que ces nitrures sont stables chimiquement. Dans le cadre de ce sujet de thèse, les propriétés critiques étudiées sont les propriétés cristallines, les propriétés mécaniques, les propriétés piézoélectriques et les propriétés semiconductrices.

### II.2.1. Propriétés cristallines des matériaux III-N

Bien qu'il soit possible d'obtenir une structure cubique de type zinc blende, les nitrures du groupe III-V se cristallisent en général selon une structure hexagonale de type wurtzite. Il s'agit là de la phase stable obtenue naturellement lors de la croissance des couches de nitrure. C'est sous cette configuration que l'on obtient les couches monocristallines de meilleure qualité et les propriétés les plus intéressantes dans le cadre des microsystemes.

Le cristal de GaN et d'AlN suit la classe cristalline hexagonale 6mm. Cette classification détermine sa symétrie. Les cristaux de cette catégorie présentent une isotropie dans le plan a-b et une forte anisotropie selon l'axe cristallographique c de direction [0001]. Les paramètres de cette maille sont donc  $a_0$  pour la direction contenue dans le plan et  $c_0$  pour celle de l'axe du cristal. Ces paramètres sont bien connus puisque mesurables même sur de fines couches monocristallines. Une manière simple de voir la structure de wurtzite est de la considérer comme la superposition de deux réseaux hexagonaux, un pour chaque atome du composé binaire. L'un de ces réseaux est décalé par rapport à l'autre par une translation selon l'axe c du cristal d'une valeur  $d_I$  correspondant à  $3/8^e$  du paramètre  $c_0$  (voir Figure II.1).

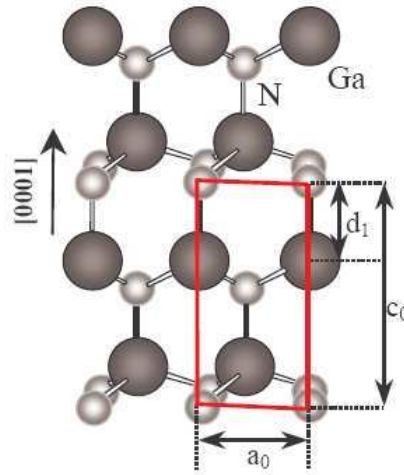


Figure II.1: Structure wurtzite du nitrure de gallium [Vell2003]

Les valeurs des paramètres de maille proposés dans le Tableau II.1 sont celles qui dégagent aujourd'hui un consensus parmi les spécialistes car basées sur des revues d'articles exhaustives publiées par Reeber et al. [Reeb2000] dans le cas du GaN et par Rumyantsev et al. dans celui de l'AlN [Rumy2004]. Les propriétés de l'AlGaIn sont données pour une proportion molaire  $x = 0,25$  afin d'illustrer le propos du début de cette section. Les propriétés du SiC sont donnés à titre de comparaison. Ces propriétés sont valables à 300 K et les coefficients de dilatation thermique sont aussi indiqués pour cette température.

Tableau II.1 : Paramètres de maille et coefficients de dilatation thermique du GaN, AlN, AlGaIn et SiC

Propriétés à 300 K	GaN [Reeb2000]	AlN [Rumy2004]	AlGaIn $x = 0,25$	6H-SiC [Mysk2003] [Kohn2008]
$a_0$ (Å)	3,188	3,112	3,169	3,080
$c_0$ (Å)	5,185	4,982	5,134	15,11
$\alpha_a$ ( $10^{-6} \text{ K}^{-1}$ )	3,9	4,2	4,0	4,2
$\alpha_c$ ( $10^{-6} \text{ K}^{-1}$ )	3,5	5,3	4,0	4,7

Les mailles du GaN et de l'AlN sont proches avec un désaccord de maille de 2,5 %. En revanche, le net désaccord entre leurs coefficients de dilatation thermique aura des conséquences non négligeables à haute température. Ces deux matériaux présentent aussi un désaccord de maille important avec la plupart des substrats utilisés pour leur dépôt. Dans le cas du silicium, il atteint 20 % sans compter que la maille du silicium n'est pas hexagonale. Le substrat préférentiel du point de vue des propriétés cristallines est le SiC puisqu'il présente un désaccord de maille de l'ordre de 3.5 % avec le GaN et des coefficients de dilatation relativement proches. Le saphir, quant à lui, présente un désaccord de maille de l'ordre de 13.5 % avec le GaN. Néanmoins, les substrats de SiC restent coûteux par rapport aux substrats de saphir qui sont les plus communément utilisés avec les matériaux III-N.

Pour pallier aux désaccords de maille, des couches de nucléation sont en général déposées sur le substrat avant le dépôt des couches de nitrures. Ces dernières sont ensuite élaborées à partir des couches de nucléation. Elles présentent de cette manière moins de

contraintes résiduelles et de défauts structuraux. Les performances des dispositifs obtenus de cette manière sont grandement améliorées. Ces couches peuvent être complexes et consistent généralement en un empilement constitué de différents matériaux III-N. Les couches les plus simples sont constituées d'un empilement de couches d'AlN dont la base devient amorphe du fait des contraintes impliquées. L'optimisation des couches de nucléation est un axe d'études important pour les spécialistes des matériaux III-N.

La classe du cristal de wurtzite détermine la forme des matrices de rigidité et de souplesse régissant les propriétés mécaniques du GaN et de l'AlN. Elle détermine aussi la forme de leurs différentes matrices piézoélectriques.

### II.2.2. Propriétés mécaniques des matériaux III-N

Les matériaux III-N sont des matériaux fortement anisotropes. Leurs propriétés sont donc définies par une matrice de rigidité  $\mathbf{c}$  dont la matrice inverse est appelée matrice de souplesse  $\mathbf{s}$ . Ces matrices permettent de relier le tenseur de contraintes  $\mathbf{T}$  au tenseur de déformations  $\mathbf{S}$  d'une structure suivant la loi de Hooke généralisée aux matériaux anisotropes :  $\mathbf{T} = \mathbf{c} \cdot \mathbf{S}$ .

Il est bon de rappeler ici la forme des tenseurs cités plus haut afin de mieux analyser l'ensemble des comportements électromécaniques décrits par la suite. Les tenseurs de contraintes  $\mathbf{T}$  et de déformations  $\mathbf{S}$  pour les matériaux anisotropes sont des tenseurs d'ordre 2 qui prennent la forme de vecteurs à six composantes comme indiqué dans la formule II.2.

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \\ S_{23} \\ S_{13} \\ S_{12} \end{bmatrix} \quad \mathbf{T} = \begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \\ T_{23} \\ T_{13} \\ T_{12} \end{bmatrix} \quad (\text{II.2})$$

Les trois premières composantes de ces vecteurs représentent les contraintes et déformations normales aux directions du cristal. Les trois composantes suivantes ont trait aux contraintes et déformations croisées dues à des phénomènes de cisaillement ou de torsion dans le matériau considéré.

La forme des matrices de rigidité d'un matériau est dictée par sa structure cristalline. Dans le cas des matériaux III-N, la matrice de rigidité a la forme suivante :

$$\mathbf{c} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66} = \frac{(c_{11} - c_{12})}{2} \end{bmatrix} \quad (\text{II.3})$$

Comme on peut le constater, la forme de cette matrice répercute les symétries du cristal décrites en Section II.2.1, notamment la symétrie planaire. Les coefficients  $c_{11}$  et  $c_{33}$  représentent la rigidité du cristal confronté à des contraintes normales respectivement dans le plan et selon l'axe du cristal. En revanche, les coefficients  $c_{13}$  et  $c_{12}$  représente la rigidité du cristal confronté à des contraintes de cisaillement. Les coefficients  $c_{44}$  et  $c_{66}$  contrôlent le comportement en torsion du cristal. Les coefficients  $s_{ij}$  de la matrice de souplesse se déduisent simplement des coefficients  $c_{ij}$  en calculant la forme de la matrice inverse de la matrice  $\mathbf{c}$ .

La connaissance des valeurs des coefficients  $c_{ij}$  est primordiale à l'étude des microsystèmes mécaniques basés sur les matériaux III-N. Ce sont pourtant les propriétés qui font le moins consensus parmi les physiciens des matériaux, la faute aux procédés de fabrication encore mal maîtrisés des MEMS à base de GaN ou d'AlN. Comme ces derniers sont principalement utilisés en optique et en microélectronique, l'étude des propriétés mécaniques a été moins active au cours des quinze dernières années. L'importance des contraintes résiduelles varie selon les techniques de dépôt et de microusinage utilisées. Il est difficile de trouver le modèle adéquat pour compenser l'influence de ces contraintes sur la mesure. De plus, il est pour l'instant impossible d'obtenir d'échantillons monocristallins de taille suffisante pour réaliser une caractérisation mécanique précise reposant sur des techniques traditionnelles de grande précision comme par exemple les essais de traction qui nécessitent des échantillons d'au moins 100  $\mu\text{m}$  d'épaisseur pour être valides.

Il existe donc une nette dispersion des valeurs de certains coefficients de rigidité obtenues par des méthodes théoriques et/ou expérimentales. Nous proposons dans le Tableau II.2 les exemples les plus représentatifs des coefficients publiés pour le GaN et l'AlN pour une température de 300 K.

Tableau II.2 : Coefficients de la matrice de rigidité du GaN et de l'AlN à 300 K

	$c_{11}$ (GPa)	$c_{33}$ (GPa)	$c_{12}$ (GPa)	$c_{13}$ (GPa)	$c_{44}$ (GPa)	Type de méthode	Référence
<b>GaN</b>	396	392	144	100	91	Théo.	[Kim1996]
	367	405	135	103	95	Théo.	[Wrig1997]
	390±15	398±20	145±20	106±20	105±10	Exp.	[Poli1996]
	370	390	145	110	90	Exp.	[Dege1998]
	374	379	106	70	101	Exp.	[Taka1996]
	365	381	135	114	189	Exp.	[Yama1997]
	377	209	160	114	81,4	Exp.	[Schw1997]
	370	390	145	110	90	Exp.	[Dege1998]
	373	387	141	80,4	93,6	Exp.	[Degu1999]
	-	354	-	68	-	Théo.	[Zoro2001]
	<b>374,2</b>	<b>388,6</b>	<b>141,4</b>	<b>98,1</b>	<b>98,3</b>	<b>Moyenne pondérée</b>	<b>[Reeb2001]</b>
<b>AlN</b>	411	389	149	99	125	Exp.	[Mcne1993]
	396	373	137	108	116	Théo.	[Wrig1997]
	410	390	140	100	120	Exp.	[Dege1998]
	-	377	-	94	-	Théo.	[Zoro2001]
	<b>410,5</b>	<b>388,5</b>	<b>148,5</b>	<b>98,9</b>	<b>124,6</b>	<b>Moyenne pondérée</b>	<b>[Reeb2001]</b>

Les nitrures du groupe III-V et en particulier l'AlN sont des matériaux très rigides, idéaux pour les microsystèmes soumis à de fortes contraintes. Bien que le SiC soit d'une rigidité plus élevée, celles du GaN et de l'AlN sont comparables à certains aciers ou au saphir et supérieures à celle du silicium.

Nous avons indiqué dans le Tableau II.2 si la méthode de détermination des grandeurs de rigidité utilisée par les auteurs de chaque article est théorique ou expérimentale. Les méthodes expérimentales les plus utilisées reposent sur la spectroscopie vibratoire.

Les résultats théoriques, basés sur des modèles mécaniques complexes, sont moins sujets aux écarts constatés entre les différentes publications. Néanmoins, Zoroddu et al. ont proposé en 2001 une modélisation améliorée des contraintes résiduelles qui aboutit à des résultats assez différents de ceux publiés précédemment. Les auteurs ont suggéré que les résultats expérimentaux établis jusqu'alors sous-estimaient l'effet parasite desdites contraintes sur leurs mesures [Zoro2001]. Dans leur article de la même année, proposant de réunir de la manière la plus exhaustive possible les valeurs expérimentales et théoriques des coefficients de rigidité du GaN, de l'AlN et du SiC, Reeber et al. ont tenu compte de cette remarque pour obtenir une moyenne pondérée pour ces grandeurs, en excluant notamment les résultats aberrants publiés avant 1990 [Reeb2001]. Les coefficients obtenus sont indiqués en gras dans le Tableau II.2. Ils seront utilisés au cours des travaux de modélisation présentés dans ce manuscrit.

Ce choix réfléchi mais arbitraire nous impose de calculer l'erreur que nous avons induite. Ceci est important afin d'évaluer le niveau de confiance à accorder aux résultats théoriques issus de la modélisation mécanique d'une structure reposant sur le GaN et l'AlN. Pour cela, nous avons calculé l'erreur relative maximale possible par rapport aux coefficients sélectionnés. Le Tableau 2.3 présente les résultats calculés pour chacun des coefficients  $c_{ij}$  pour le GaN et l'AlN. Ils ont été obtenus en négligeant les extrêmes aberrants.

**Tableau II.3 : Ecart maximal aux valeurs pondérées des coefficients  $c_{ij}$  publiées par Reeber et al.**

	$c_{11}$	$c_{33}$	$c_{12}$	$c_{13}$	$c_{44}$
<b>GaN</b>	5,8%	8,9%	13%	18%	17%
<b>AlN</b>	3,5%	4,0%	7,7%	9,2%	6,9%

Remarquons tout d'abord que les erreurs sont plus importantes pour le nitrure de gallium que pour le nitrure d'aluminium. Cela est dû au fait que les procédés de fabrication des couches d'AlN sont mieux maîtrisés et plus reproductibles que ceux du GaN. Il en va logiquement de même avec les mesures de caractérisation. Observons aussi que, pour le GaN comme l'AlN, l'erreur sera plus importante pour les coefficients transversaux  $c_{12}$  et  $c_{13}$  et pour le coefficient de torsion principal  $c_{44}$  que pour les coefficients normaux  $c_{11}$  et  $c_{33}$ . Cela s'explique avant tout par les techniques de caractérisation utilisées, plus précises pour des tests en contrainte/déformation normale. Et du fait de la symétrie planaire de la maille de wurtzite, la précision est encore plus grande pour le coefficient  $c_{11}$  que pour le coefficient  $c_{33}$ .

Si l'erreur maximale obtenue pour le GaN atteint 18 % pour le coefficient  $c_{13}$ , il ne dépasse jamais 10 % pour l'AlN. Mais avec une erreur minimale de seulement 3,5 % pour l'AlN et 5,8 % pour le GaN, il faut retenir que le choix des coefficients proposé induira un écart non négligeable entre modèle et réalité.

### II.2.3. Propriétés piézoélectriques des matériaux III-N

Les nitrures du groupe III-V sont des matériaux piézoélectriques et même pyroélectriques. Avant d'aller plus avant dans la description des propriétés électromécaniques de ces matériaux, il est bon d'insister sur un aspect du dépôt de ces couches qui est intimement lié à ce type de propriétés des matériaux. Notons que ces matériaux sont aussi piézorésistifs, l'AlN pouvant être utilisé comme matériau actif dans certains capteurs mécaniques [Eick2001]. Néanmoins, ces effets sont en général négligeables mais pour des dispositifs micrométriques ou millimétriques, ils peuvent induire des effets parasites.

Pendant le dépôt des couches de nitrures, il est ainsi possible de choisir l'orientation du composé binaire selon l'axe du cristal : on parle de polarité. Il existe donc deux polarités possibles pour le GaN (et l'AlN) : la polarité de type Ga (Al) et la polarité N. Cette distinction n'a pas d'influence sur le comportement mécanique de la structure. Par contre, comme inverser la polarité revient à renverser l'axe du cristal, ce paramètre a une influence fondamentale sur les propriétés piézoélectriques. Les propriétés décrites dans cette partie ne

sont valables que pour la polarité Ga/Al qui est majoritairement étudiée car plus simple à obtenir lors du dépôt.

### **II.2.3.1. Rappels sur la piézoélectricité**

Un matériau est dit piézoélectrique lorsqu'il respecte deux comportements complémentaires. Premièrement, lorsqu'il est soumis à des contraintes mécaniques, une distribution de charges électriques fixes apparaît dans son volume. On parle d'effet piézoélectrique direct. Deuxièmement, si ledit matériau est soumis à un champ électrique, le matériau se déforme microscopiquement et dans le cas d'une structure libre (ex : poutres, membranes, etc.), cela se traduit par une déformation macroscopique. On parle alors d'effet piézoélectrique indirect. Dans les deux cas, les grandeurs électriques et mécaniques sont proportionnelles entre elles.

Le phénomène piézoélectrique est intégralement lié à la configuration cristalline du matériau. Ainsi, sur les 32 classes cristallines existantes, si toutes sont diélectriques, seules 20 d'entre elles sont piézoélectriques. Les nitrures d'éléments III sont de la classe 6mm qui est piézoélectrique. Ces classes ont en commun une propriété particulière : elles sont dites non centrosymétriques. Cela signifie qu'il n'existe pas de symétrie centrale dans la maille. Toutefois, il existe une classe non centrosymétrique qui n'est pas pour autant piézoélectrique : la classe cubique 432.

En général, les électrons de valence des différents atomes présents dans un matériau diélectrique se répartissent suivant l'électronégativité desdits atomes. Ils se créent alors des dipôles électriques au niveau microscopique dans le matériau. Pour les diélectriques centrosymétriques, les symétries de la maille empêchent tout effet macroscopique. De même, pour un matériau simplement piézoélectrique au repos, les barycentres des charges négatives et positives de ces dipôles s'équilibrent et aucune charge n'apparaît au niveau macroscopique. Néanmoins, cela n'est plus vrai si l'on supprime cette symétrie.

Ainsi, l'application d'un champ électrique externe qui agit sur les dipôles microscopiques et déforme la maille cristalline, va créer une distribution volumique de dipôles proportionnelle au champ appliqué comme pour tout diélectrique. Mais, à la différence des diélectriques centrosymétriques, ce n'est pas la seule conséquence observable. En effet, un matériau piézoélectrique va en plus se déformer de manière à ce que le champ engendré par la distribution dipolaire s'oppose au champ appliqué : c'est le principe des actionneurs piézoélectriques.

A l'inverse, lorsque l'on soumet ce matériau à une contrainte mécanique, la symétrie est brisée et les barycentres des charges positives et négatives des dipôles cristallins s'éloignent. Une distribution de dipôles électriques apparaît dans le volume du matériau engendrant par là même un champ électrique proportionnel à la contrainte exercée. Cet effet n'est pas observable pour les diélectriques centrosymétriques. La symétrie centrale de la maille empêche en effet tout effet macroscopique dû au déplacement des atomes de la maille.



### II.2.3.2. Equations de la piézoélectricité et polarisation piézoélectrique

Rappelons ici l'équation du comportement des diélectriques. Elle relie le champ électrique à l'induction électrique et à la polarisation engendrée  $\vec{P}_{ENG}$  par ce champ :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \cdot \vec{E}_{EXT} + \vec{P}_{ENG} \quad (II.4)$$

Où  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide. Pour rappel  $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$ . La polarisation qui apparaît est généralement proportionnelle au champ appliqué. La susceptibilité électrique  $\chi$  permet de retranscrire la capacité différente de chaque diélectrique à se polariser. On peut ainsi écrire :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \cdot \vec{E}_{EXT} + \epsilon_0 \cdot \chi \vec{E}_{EXT} = \epsilon_0 \cdot (1 + \chi) \cdot \vec{E}_{EXT} = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \vec{E}_{EXT} = \epsilon \cdot \vec{E}_{EXT} \quad (II.5)$$

Il apparaît ainsi clairement qu'en l'absence de champ externe, un simple diélectrique ne possède aucune polarisation. De plus, sa capacité à se polariser est gouvernée par sa permittivité relative  $\epsilon_r$ . Cette équation ne suffit pourtant pas à décrire le comportement d'un matériau piézoélectrique.

L'étude des phénomènes électromécaniques comme la piézoélectricité impose de faire le lien entre les quatre grandeurs électromécaniques : la contrainte mécanique  $\sigma$ , la déformation mécanique  $\epsilon$ , le champ électrique  $\vec{E}$  et l'induction électrique  $\vec{D}$ . Il existe quatre matrices piézoélectriques **e**, **d**, **g** et **h** permettant de relier ces grandeurs entre elles.

Grâce à ces matrices, il est possible d'adapter l'équation des diélectriques au cas des piézoélectriques. Chaque matrice permet d'obtenir un couple d'équations électromécaniques. Ces couples sont équivalents entre eux puisque les matrices piézoélectriques représentent un seul et même phénomène. Les formules II.6 et II.7 présentent les couples d'équations obtenus respectivement avec les matrices piézoélectriques **d** et **e**.

$$\begin{cases} \vec{D} = \epsilon \vec{E}_{EXT} + \mathbf{d} \mathbf{T} \\ \mathbf{S} = \mathbf{s} \mathbf{T} + \mathbf{d}^T \vec{E}_{EXT} \end{cases} \quad (II.6)$$

$$\begin{cases} \vec{D} = \epsilon \vec{E}_{EXT} + \mathbf{e} \mathbf{S} \\ \mathbf{T} = \mathbf{c} \mathbf{S} - \mathbf{e}^T \vec{E}_{EXT} \end{cases} \quad (II.7)$$

La notation  $\mathbf{X}^T$  indique la transposée de la matrice **X**. La principale différence par rapport aux simples diélectriques est que l'on a désormais à faire à un système d'équations mettant en avant le couplage électromécanique du matériau. On peut alors distinguer deux types de polarisation. La première est la polarisation diélectrique engendrée par le champ externe. La seconde est alors définie comme la polarisation piézoélectrique  $\vec{P}_{PIEZ}$ . Il s'agit de la part de la polarisation totale engendrée uniquement par les phénomènes mécaniques. Elle est égale à l'induction électrique en l'absence de champ électrique externe.

$$\vec{P}_{PIEZ} = \mathbf{e} \mathbf{S} = \mathbf{d} \mathbf{T} \quad (II.8)$$

Si l'on est dans une situation où l'effet piézoélectrique direct prédomine, le système se simplifie. Par exemple, dans le cas limite où le champ externe est nul, le couplage électromécanique est faible et l'équation II.7 devient comme suit :

$$\begin{cases} \vec{D} = \mathbf{eS} \\ \mathbf{T} = \mathbf{cS} \end{cases} \quad (\text{II.9})$$

La première équation indique que l'intégralité de la polarisation est due aux phénomènes mécaniques. La seconde équation du système correspond à la loi de Hooke généralisé aux matériaux anisotropes déjà présentée en Section II.2.2. On peut en déduire le champ électrique généré par cette polarisation. En effet, en l'absence de champ électrique externe, le champ électrique engendré par la distribution de dipôles dans le matériau est tel que :

$$\vec{E}_{PIEZ} = -\frac{\vec{P}_{PIEZ}}{\epsilon} \quad (\text{II.10})$$

Ces formules seront utilisées dans la plupart des situations rencontrées par des microcapteurs basés sur les nitrures du groupe III-V. Pour ce type de système électromécanique, la polarisation présente dans le volume est essentiellement d'origine piézoélectrique et c'est elle qui porte l'information nécessaire au capteur.

### II.2.3.3. Permittivité diélectrique des matériaux III-N

Du fait de leur anisotropie, les permittivités relatives du GaN et de l'AlN prennent la forme d'un tenseur 3x3 reflétant les symétries du cristal et qui a la forme suivante :

$$\boldsymbol{\epsilon}_{\text{III-N}} = \begin{bmatrix} \epsilon_{PLAN} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{PLAN} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_C \end{bmatrix} \quad (\text{II.11})$$

Cependant, dans le cas des matériaux III-N, la différence entre  $\epsilon_{PLAN}$  et  $\epsilon_C$  est faible. Elle est même négligeable dans le cas de l'AlN. Le Tableau II.4 rassemble les valeurs de ces constantes pour les deux matériaux.

Tableau II.4 : Constantes diélectriques du GaN et de l'AlN

	$\epsilon_{PLAN}$	$\epsilon_C$
GaN	10,4	9,5
AlN	9,1	9,1

### II.2.3.4. Matrices piézoélectriques des matériaux III-N

Les matrices piézoélectriques sont des matrices 3x6 dont la forme, à l'instar de la matrice de rigidité, dépend de la classe cristalline du matériau piézoélectrique considéré. Dans le cas des matériaux III-N, la matrice **e**, à l'image des matrices **d**, **g** et **h**, a la forme suivante :

$$\mathbf{e}_{\text{III-N}} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 & 0 \\ e_{31} & e_{31} & e_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{II.12})$$

Plusieurs observations peuvent être faites à ce point. Si l'on se réfère à l'équation II.8, on constate que les composantes de la polarisation piézoélectrique se trouvant dans le plan cristallin, à savoir  $P_x$  et  $P_y$ , dépendront uniquement des contraintes de cisaillement. À l'inverse, la composante verticale de la polarisation  $P_z$  reflétera l'influence de l'intégralité des contraintes normales. Dans la majorité des cas de figures, la valeur de la composante  $P_z$  du vecteur de polarisation sera supérieure de plusieurs ordres de grandeur à ses composantes planaires, comme nous le constaterons dans la suite de ce manuscrit.

Les valeurs des coefficients piézoélectriques sont généralement publiées pour les matrices **e** et **d** car ce sont les plus commodes à utiliser. Nous proposons dans le Tableau II.5 les valeurs des coefficients  $e_{ij}$  les plus fiables publiées à ce jour pour le GaN et l'AlN. Nous indiquons aussi les propriétés de quelques piézoélectriques classiques à titre de comparaison.

**Tableau II.5 : Coefficients de la matrice piézoélectrique e pour le GaN et l'AlN**

	$e_{33}$ (C.m <sup>-2</sup> )	$e_{31}$ (C.m <sup>-2</sup> )	$e_{15}$ (C.m <sup>-2</sup> )	Référence
<b>GaN</b>	1,00	-0,36	-0,30	[Oclo1973]
	0,65	-0,30	-0,33	[Litt1975]
	0,44	-0,22	-0,22	[Bykh1996]
	0,73	-0,49	-	[Bern1997]
	0,67	-0,33	-0,39	[Shur1999]
	0,67	-0,37	-	[Bern2001]
	<b>0,74 (12 %)</b>	<b>-0,37 (19 %)</b>	<b>-0,34 (15 %)</b>	<b>Moyenne</b>
<b>AlN</b>	<b>1,50</b>	<b>-0,62</b>	<b>-0,48</b>	[Bern2001]
<b>ZnO</b>	1,32	-0,57	-0,48	[Gual1994]
<b>GaAs</b>	-0,19	0,093	0,093	[Gual1994]

Les coefficients piézoélectriques de l'AlN sont bien étudiés et établis depuis une dizaine d'années. Par contre, les propriétés piézoélectriques du GaN ne sont réellement étudiées que depuis le début des années 2000 lorsqu'il s'est avéré être un bon candidat pour les MEMS. À ce jour, aucun résultat ne fait consensus. Nous avons donc décidé d'utiliser la moyenne des

valeurs proposées dans les publications faisant le plus autorité en la matière. Ce choix étant à nouveau arbitraire, il faut une fois encore considérer l'erreur entraînée par ce choix sur les possibles résultats d'un modèle électromécanique impliquant le nitrure de gallium. Ces erreurs ont été calculées de la même manière qu'en Section II.2.2 et sont indiquées entre parenthèses pour chaque coefficient  $e_{ij}$ . Il apparaît cependant clairement que l'AlN est un bien meilleur piézoélectrique que le GaN, ce qui explique qu'il ait jusqu'à maintenant été plus largement étudié dans le domaine des MEMS.

Il est aussi possible de remarquer que le GaN et l'AlN ont des propriétés bien supérieures à celles du GaAs. Les nitrures d'éléments III sont effectivement de bien meilleures piézoélectriques que les autres matériaux III-V. Plus encore, l'AlN se révèle être un meilleur piézoélectrique que le ZnO qui est historiquement l'un des premiers matériaux de la classe II-VI à avoir été exploité comme piézoélectrique pour les MEMS. En revanche, les performances piézoélectriques du GaN et de l'AlN restent très éloignées de celles des piézoélectriques céramiques comme le PZT ou l'alliage de titanate de baryum BaTiO<sub>3</sub>. Les coefficients piézoélectriques de ces matériaux sont en général de 50 à 200 fois supérieures à ceux des nitrures d'éléments III [Kohn2008].

Bien que les écarts entre les différents résultats publiés soient beaucoup plus importants que ceux observés dans le cas des coefficients de rigidité, ils sont beaucoup moins discutés au sein de la communauté scientifique. Il est bon de retenir cependant qu'il s'agit d'une source importante d'erreur potentielle pour tout travail de modélisation.

La connaissance des coefficients piézoélectriques des nitrures d'éléments III nous permet de calculer la polarisation piézoélectrique qui peut être générée dans ces matériaux. Or, cette notion est suffisante pour décrire les phénomènes piézoélectriques. En effet, si  $\vec{P}$  est la polarisation électrique, toute distribution de dipôles électriques aura les mêmes effets qu'une distribution de charge de densité volumique  $\rho = -\text{div}\vec{P}$  exprimée en C.m<sup>-3</sup> et de densité surfacique  $\sigma = \vec{P} \cdot \vec{n}$  où  $\vec{n}$  est le vecteur normal à la surface concernée, dirigé vers l'extérieur, le tout étant exprimé en C.m<sup>-2</sup>. Toutefois, les matériaux III-N ne sont pas simplement piézoélectriques. Ce sont aussi des matériaux pyroélectriques : ils sont naturellement polarisés.

#### **II.2.3.5. Polarisation spontanée des matériaux III-N**

La pyroélectricité apparaît pour les classes cristallines aux symétries particulières. Dans un matériau simplement piézoélectrique au repos, il y a superposition des barycentres des charges positives et négatives de la distribution de dipôles électriques située dans son volume. C'est le cas du quartz. Dans les matériaux pyroélectriques, la situation est différente. Ainsi, sans aucune influence extérieure, les conditions de symétrie en termes de charge électrique n'existent pas. Une polarisation est observable au niveau macroscopique pour le matériau au repos. Elle correspond à la résultante de la distribution dipolaire dans le volume. Cette polarisation ne varie pas dans le volume du matériau. Elle est donc uniforme du fait des

symétries du cristal. On parle alors de polarisation spontanée, notée  $\vec{P}_{sp}$ . Cette polarisation génère à l'état naturel un champ électrique qui respecte la formule II.10.

Parmi les 20 classes piézoélectriques, 10 d'entre elles sont pyroélectriques. Ces classes se divisent ensuite entre cristaux ferroélectriques et non ferroélectriques. Les matériaux III-N se situent parmi les cristaux pyroélectriques non ferroélectriques. Cela signifie que bien qu'ils possèdent une polarisation spontanée, aucune influence extérieure ne peut en modifier la valeur ou en inverser le signe au contraire des matériaux ferroélectriques. La polarisation spontanée des nitrures d'éléments III ne présente donc pas non plus de cycles à hystérésis.

La valeur des polarisations spontanées des matériaux III-N est essentiellement déterminée par des modèles thermodynamiques. Le Tableau II.6 fournit les valeurs des polarisations spontanées pour le GaN et l'AlN.

**Tableau II.6 : Polarisation spontanée à 300 K pour le GaN et l'AlN**

	GaN	AlN	Référence
$P_{sp}$ (C.m <sup>-2</sup> )	-0,029	-0,081	[Bern1997]

En plus de la classe cristalline, l'électronégativité des atomes de gallium, d'aluminium et d'azote dicte aussi l'orientation et la valeur de la polarisation spontanée dans le GaN et l'AlN. L'azote est de loin l'atome le plus électronégatif des trois. Du fait de la configuration du cristal de wurtzite, la polarisation spontanée présente dans les matériaux III-N est orientée selon l'axe cristallographique mais dans le sens opposé à la direction [0001]. Son amplitude est donc comptée négativement. De même, l'atome d'aluminium étant moins électronégatif que celui de gallium, les dipôles cristallins obtenus dans l'AlN ont une plus grande amplitude que ceux présents dans le GaN. Cela permet de comprendre pourquoi la polarisation spontanée de l'AlN est supérieure à celle du GaN, ce qui confirme son plus grand potentiel en tant que matériau piézoélectrique.

Il est important de considérer la question de la polarité du cristal définie lors du dépôt de la couche, comme expliqué au début de cette section. Les résultats présentés ici se basent sur des nitrures de polarité Ga/Al. Dans le cas de couches de polarité N, le signe de la polarisation change mais pas son amplitude. Les nitrures étudiés au cours de ce travail de thèse ont tous une polarité Ga/Al et utilisent donc précisément les propriétés piézo- et pyroélectriques présentées dans cette section.

#### **II.2.3.6. Propriétés piézoélectriques et variations de température**

La polarisation spontanée des matériaux pyroélectriques change avec la température. En effet, la maille du cristal se dilatant, la distance entre les atomes varie, modifiant la forme des dipôles électriques responsables de la polarisation spontanée. Ce comportement est à l'origine du terme « pyroélectrique » utilisé pour qualifier les classes cristallines exhibant un tel comportement. Des études récentes ont permis de montrer qu'en revanche, les coefficients piézoélectriques des matériaux III-N varient peu avec la température. Kano et al. ont établi

que le coefficient  $d_{33}$  de l'AlN reste constant entre 20 °C et 300 °C ce qui est très avantageux pour les applications électromécaniques à haute température [Kano2006].

D'autres équipes se sont attachées à l'étude des variations de la polarisation spontanée de l'AlN en fonction de la température. Yan et al. démontrent ainsi que de 0 K à 400 K, la polarisation spontanée de l'AlN suit une loi en  $T^3$  puis, au-delà de 400 K, adopte un comportement linéaire en température. Toutefois, la variation totale observée sur une plage de 0 K à 1000 K est d'environ 1,4 % de son amplitude à 300 K [Yan2007]. Ce résultat confirme la stabilité à haute température des matériaux III-N et leur potentiel pour les applications mécaniques dans ces gammes de température. La courbe de caractérisation obtenue par Yan et al. est présentée en Figure II.2.

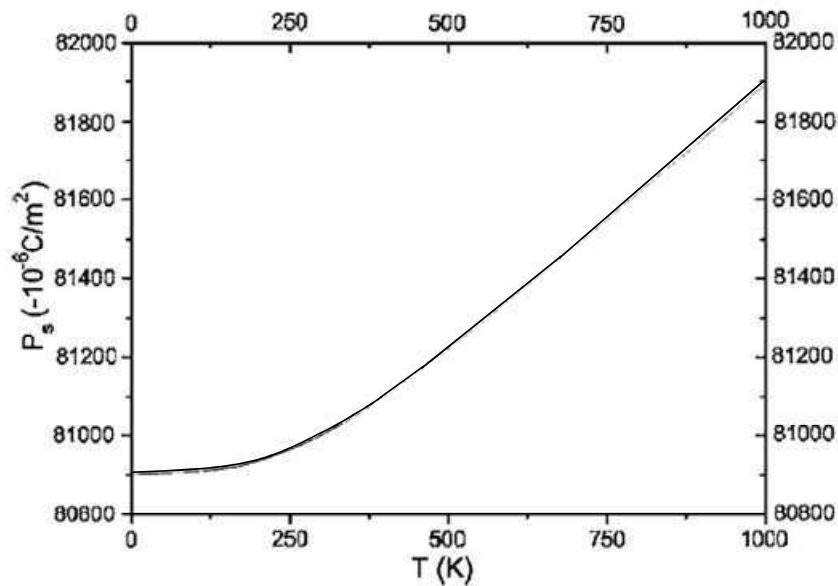


Figure II.2 : Comportement en température de la polarisation spontanée de l'AlN [Yan2007]

Bouguen et al. ont ainsi pu récemment démontrer que les HEMTs constitués d'hétérostructures AlGaIn/AlN/GaN sont stables jusqu'à 500 °C sans modification notable des paramètres du transistor [Boug2009]. Mais n'oublions pas que si les nitrures d'éléments III sont d'excellents candidats pour les applications en conditions hostiles, ce n'est pas uniquement grâce à leurs propriétés piézo- et pyroélectriques.

#### II.2.4. Propriétés électroniques des matériaux III-N

Comme expliqué dans l'introduction de ce chapitre, le GaN et l'AlN sont des semiconducteurs proposant respectivement des propriétés dépassant celles du silicium pour les applications à haute température et à haute puissance électrique.

Le Tableau II.7 présente les principaux paramètres relatifs au comportement semiconducteur du GaN et de l'AlN : la masse effective des électrons  $m_e$ , leur gap d'énergie  $E_g$ , la mobilité électronique  $\mu$  pour chacun d'eux ainsi que la vitesse de saturation des

électrons  $v_s$  dans le GaN. Ces valeurs, contrairement aux autres propriétés, sont bien établies pour les deux matériaux [Vell2003] [Free2003] [Kohn2008].

**Tableau II.7 : Paramètres électroniques à 300 K pour le GaN, l'AlN et pour le HEMT AlGaIn/GaN**

	$m_e/m_0$	$E_g$ (eV)	$\mu$ ( $\text{cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$ )	$v_s$ ( $10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ )	HEMT AlGaIn/GaN	
					$\mu$ ( $\text{cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$ )	$v_s$ ( $10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ )
<b>GaN</b>	0,2	3,4	1000	1.5 (2.7)	2000	1,1
<b>AlN</b>	0,3	6,2	<300	-		

$m_0$  représente la masse de l'électron. Le GaN et l'AlN sont des semiconducteurs à gap direct. La mobilité des électrons dans le GaN est comparable à celle du silicium. L'AlN a un gap d'énergie les plus élevés parmi les semiconducteurs usuels mais, en contrepartie, il possède une mobilité limitée. La question de la mobilité des nitrures d'éléments III est par ailleurs complexe. En effet, elle peut varier fortement en fonction de la qualité cristalline des couches déposées ainsi que des substrats utilisés ou de la complexité des couches de nucléation employées pour obtenir les couches de nitrures actives. La mobilité dans le GaN massif peut ainsi varier de 800 à 1300  $\text{cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$ . Les résultats présentés ici ont par exemple été établis en utilisant des substrats de saphir avec des couches de nucléation optimisées.

De plus, la mobilité effective dans des dispositifs tels que les transistors HEMT est très différente de la mobilité observée dans les nitrures massifs. Dans le cas du HEMT AlGaIn/GaN, la mobilité des électrons dans le canal peut dépasser 2000  $\text{cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$  grâce aux comportements particuliers des porteurs dans ce type de dispositif [Gask1998]. Dans certains cas moins favorable, elle atteint des valeurs de même ordre que la mobilité dans le GaN.

La vitesse de saturation dans le GaN est de l'ordre de  $1,5.10^7 \text{ cm.s}^{-1}$  établie pour le GaN massif. Pourtant, la théorie prévoit une vitesse maximale, appelée pic de survitesse de  $2,7.10^7 \text{ cm.s}^{-1}$  dans ce matériau. Cette différence s'explique avant tout par la qualité médiocre des couches de GaN monocristallines. Néanmoins, Oxley et al. ont pu observer que dans le cas HEMTs AlGaIn/GaN, la vitesse de saturation ne dépassait pas  $1,1.10^7 \text{ cm.s}^{-1}$  [Oxle2006]. Ces résultats démontrent avant tout que pour des dispositifs tels que les HEMTs, la mobilité effective et la vitesse des électrons ont un comportement singulier puisque la conduction se fait au travers d'un gaz d'électrons bidimensionnel ou 2DEG. Il faut donc retenir que la pertinence des propriétés semiconductrices présentées dans cette section est fortement liée à la catégorie de dispositifs microélectroniques pris en compte.

## II.2.5. Conclusions

La Section II.2 a permis de décrire les propriétés particulières des matériaux III-N. Ils se révèlent particulièrement adaptés aux applications de détection mécanique en conditions hostiles aux points de vue chimique, thermique, électromécanique et semiconducteur. Toutefois, la fiabilité des différents paramètres présentés est difficile à établir du fait des grandes variations observées pour les valeurs de ces paramètres. En prenant en compte le

risque d'erreur engendré par le choix des paramètres proposé, nous pouvons néanmoins étudier de manière satisfaisante le comportement de capteurs basés sur le GaN et l'AlN.

Si l'on considère le GaN et l'AlN seul à seul, il est possible de constater qu'il est difficile d'exploiter tous les avantages de ces matériaux pour les applications de détection mécanique. S'ils sont tous deux rigides et présentent une grande résistance chimique, le GaN est un piètre piézoélectrique quoique bon semiconducteur pour les conditions hostiles. Au contraire, l'AlN qui est un excellent piézoélectrique se révèle être un piètre semiconducteur si l'on excepte son grand gap.

Cependant, il est possible de tirer avantage des deux matériaux à la fois en faisant intervenir un dispositif électronique bien particulier : le transistor à haute mobilité électronique ou HEMT. Si ces transistors ont gagné leurs lettres de noblesse dans les applications de haute puissance et les applications optiques, ils possèdent aussi un fort potentiel pour les applications de détection mécanique. Dans la section suivante, nous allons nous efforcer d'exposer de quelles manières et à quels prix.



### II.3. Le transistor à haute mobilité électronique

Connu sous les sigles TEGFET pour Two-Dimensional Electron Gas Field Effect Transistor, MODFET pour MODulation Doped Field Effect Transistor ou plus communément HEMT pour High Electron Mobility Transistor, le transistor à haute mobilité électronique est un transistor à hétérojonctions à effet quantique. On obtient ce dispositif en déposant un empilement de deux semiconducteurs de gaps différents. Afin d'en contrôler les caractéristiques, ces deux semiconducteurs sont souvent des matériaux de nature et de propriétés similaires. Historiquement, le HEMT le plus connu et utilisé à ce jour est le HEMT AlGaAs/GaAs composé d'arséniure de gallium et d'un composé ternaire III-V : l'arséniure d'aluminium gallium. Les HEMTs AlGaAs/GaAs ont permis d'ouvrir le champ des applications à haute puissance et à haute fréquence à la microélectronique. Dans le cadre de notre étude, nous allons nous intéresser à un type de HEMT plus récent et dont les performances dans ces domaines sont supérieures à celles des HEMT basés sur le GaAs. Il s'agit des HEMTs à base d'hétérostructures AlGaN/GaN.

#### II.3.1. Description de la structure du HEMT AlGaN/GaN

La structure la plus basique que peut adopter un HEMT AlGaN/GaN suit le schéma présenté en Figure II.3. Le choix du substrat a une importance primordiale pour le comportement du dispositif. Classiquement, on utilise des substrats de saphir et de SiC. Mais beaucoup de spécialistes des matériaux III-N ont élaboré des dispositifs performants sur substrat de silicium malgré les risques de défauts structuraux importants. Cela est rendu possible par l'utilisation de couches de nucléation complexes permettant de relâcher les contraintes exercées par la maille du silicium sur les couches déposées.

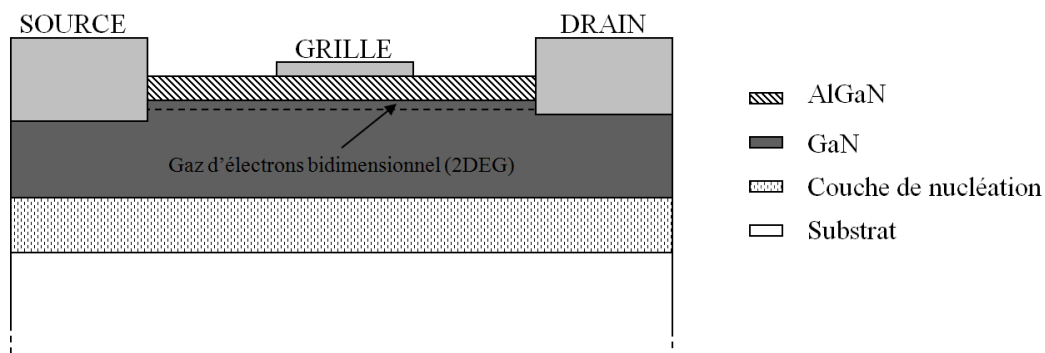


Figure II.3 : Structure d'un HEMT à base d'hétérostructure AlGaN/GaN

La nature de la couche de nucléation dépend donc du type et de la qualité des substrats utilisés. Sur substrat de silicium et de saphir, elle consiste en général d'un empilement de couches successives de GaN et d'AlN sur une épaisseur de quelques centaines de nanomètres. Les contraintes exercées par le substrat sur les couches de nucléation se relâchent ainsi progressivement dans l'épaisseur. Les premières couches de nucléation sont en général très endommagées et deviennent quasiment amorphes du point de vue cristallin. Mais il est ainsi

possible de réduire les contraintes s'exerçant sur la partie supérieure de l'empilement. Dans le cas de substrat de saphir, il est même possible de négliger ces contraintes [Amba2003].

La couche de GaN peut ensuite être déposée. Son épaisseur est de l'ordre de quelques microns afin de conserver une bonne qualité de matériau. Comme expliqué précédemment, avec les procédés de dépôts actuels, il est difficile d'obtenir des couches monocristallines pour des épaisseurs supérieures à 30  $\mu\text{m}$  et leur détérioration est observable à partir d'une épaisseur de 10  $\mu\text{m}$ .

La dernière couche composée d'AlGaIn est obtenue par inclusion d'atomes d'aluminium pendant un dépôt additionnel de nitrure de gallium. Il est ainsi possible de contrôler la concentration molaire d'aluminium dans le composé ternaire déposé. Cette couche dépasse rarement 50 nm. Au-delà, le désaccord de maille entre le GaN et l'AlGaIn entraîne des contraintes aboutissant à des dislocations puis à terme à la délamination de la dernière couche.

Les deux couches qui composent l'hétérostructure AlGaIn/GaN n'ont pas besoin d'être intentionnellement dopée pour assurer l'effet transistor. En effet, le rôle du dopage est rempli par la présence des phénomènes piézoélectriques inhérents aux matériaux III-N, notamment les polarisations spontanées présentes dans les deux matériaux utilisés. Des structures plus complexes, formées de 6 à 8 couches avec ou sans dopage, sont utilisées dans le cadre des HEMTs à haute puissance électrique mais nous ne les aborderons pas dans ce manuscrit.

Les contacts ohmiques de source et de drain sont en général constitués de complexes empilements de différents métaux. Ces derniers sont conçus de manière à résister aux grandes températures atteintes pendant la fabrication ainsi que celles rencontrées lors leur utilisation à haute puissance et/ou en conditions hostiles. Le contact de grille est un contact Schottky dont la qualité a une influence fondamentale sur les performances du dispositif. Encore une fois, il est souvent constitué d'empilements complexes destinés à assurer une hauteur de barrière Schottky suffisante et adaptée à l'application visée. Parmi les métaux utilisés, on retrouve souvent l'or Au, le titane Ti et le tungstène W. Par exemple, pour des HEMTs AlGaIn/GaN performants jusqu'à 800 °C, des contacts ohmiques constitués de l'empilement Ti/W:Si:N/Au sont élaborés. Le contact Schottky peut être composé d'une bicouche Pt/Au [Daum1999]. Dans le cadre d'applications en milieux hostiles, d'autres possibilités d'empilement ont déjà été envisagées selon le capteur mais toujours dans le but d'améliorer l'ohmicité des contacts de source et de drain et leur résistance aux conditions du milieu. Il en va de même pour le contact Schottky pour lequel le niveau d'énergie de Schottky doit être à la fois élevé et stable en température. La structure présentée ici est la plus basique possible pour un HEMT performant. Il s'agit de la structure qui a été étudiée dans ce travail de thèse.

### **II.3.2. Principe de fonctionnement du HEMT**

Afin de comprendre la nature du fonctionnement d'un HEMT, il est utile dans un premier temps d'en décrire la structure énergétique (voir Figure II.4) et de quelle manière celle-ci peut être influencée par les paramètres de fabrication ainsi que par les propriétés des matériaux utilisés.

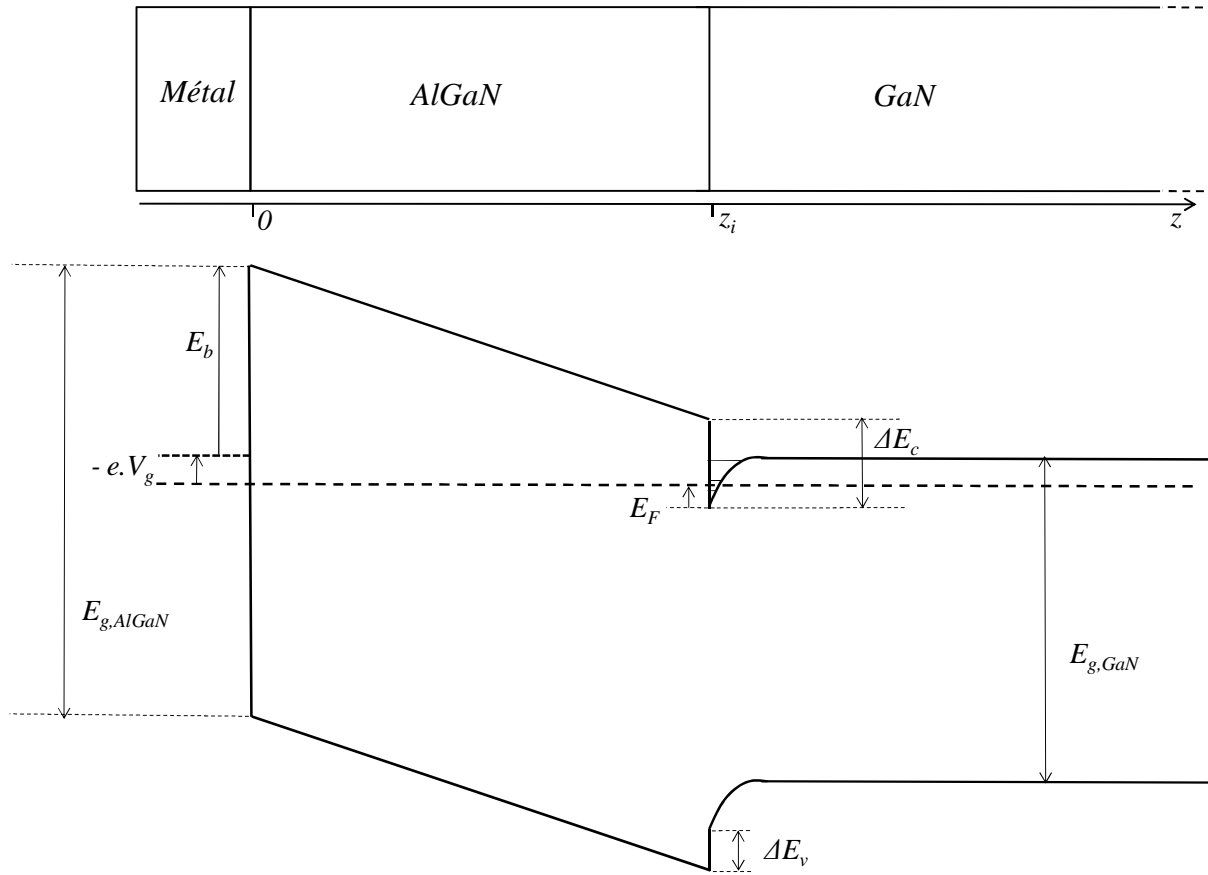


Figure II.4 : Diagramme de bandes d'un HEMT à base d'hétérostructure AlGaN/GaN

En premier lieu, il faut considérer l'énergie de la barrière Schottky  $E_b$ . Celle-ci est déterminée par l'empilement de métaux utilisés pour constituer le contact de grille. Sa valeur est grandement influencée par la qualité du procédé de fabrication. On peut par exemple observer des valeurs de barrière très inférieures aux valeurs théoriques du fait de la détérioration du contact lors des recuits. C'est notamment le cas lorsque des atomes de GaN diffusent dans le contact et/ou que certains atomes métalliques du contact de grille diffusent dans la couche de GaN. La hauteur de barrière  $E_b$  est donc variable et prend une valeur située dans une gamme allant de 0,8 eV à 1.2 eV. Pour finir, notons que l'application d'une tension  $V_g$  sur la grille permet de modifier la hauteur de la barrière Schottky effective au niveau de l'interface de grille, comme pour tout transistor à effet de champ.

Les deux autres paramètres d'importance sont les gaps d'énergie des semiconducteurs constituant l'hétérojonction. Dans notre cas, nous nommerons respectivement  $E_{g,GaN}$  et  $E_{g,AlGaN}$  les gaps du GaN et de l'AlGaN. La différence d'énergie entre ces deux gaps se traduit par une barrière de potentiel apparaissant à l'interface AlGaN/GaN. Cette barrière n'a pas la même valeur pour le niveau d'énergie de conduction  $E_c$  et pour le niveau d'énergie de valence  $E_v$ . La différence entre les gaps d'énergie se répartit entre niveau de conduction et de valence comme suit :

$$\Delta E_g = \Delta E_c + \Delta E_v \quad (\text{II.13})$$

$\Delta E_C$  est normalement fourni par la différence entre les affinités électroniques des deux semiconducteurs de l'hétérojonction. Néanmoins, cette valeur est fortement influencée par la qualité de l'interface. Il est plus commode d'utiliser la formule empirique suivante, établie par Ambacher et al. [Amba1999]. Ce terme est directement dépendant de la concentration d'aluminium dans le composé AlGa<sub>N</sub> et peut varier d'un dispositif à l'autre :

$$\Delta E_c(x) = 0,7(E_{g,AlGaN}(x) - E_{g,GaN}) \quad (II.14)$$

Maintenant que nous avons décrit les différents paramètres contrôlant le comportement du HEMT, il est temps d'aborder le principe de son fonctionnement. En analysant le diagramme de bandes présenté dans la Figure II.4, on constate que si le semiconducteur supérieur possède un gap plus élevé, un puits de potentiel apparaît dans la bande de conduction au niveau de l'interface. C'est le cas avec le GaN et l'AlGa<sub>N</sub>.

Même en l'absence de dopage, le champ électrique créé par la polarisation spontanée de l'AlGa<sub>N</sub> entraîne les porteurs fournis par la grille vers ce puits de potentiel [Jena2002]. Les porteurs y restent piégés. Ils finissent par former un nuage électronique, c'est-à-dire qu'ils s'affranchissent du potentiel coulombien qui régit normalement le déplacement des électrons au sein d'un réseau cristallin.

Dans le cas des matériaux III-N, le gaz d'électrons créé se retrouve confiné dans une faible épaisseur de la couche inférieure de l'hétérostructure de l'ordre de quelques nanomètres. Ils se comportent alors comme un gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG), décrit par sa densité de charge  $n_s$  qui s'exprime en m<sup>-2</sup>. Le puits de potentiel ne peut alors plus être décrit par la simple physique statistique et il faut avoir recours à la physique quantique. Dans le 2DEG, les niveaux d'énergie des électrons sont quantifiés et jouent donc un rôle dans la description de la densité du gaz.

Or, dans le même temps, la valeur de ces niveaux d'énergie et la profondeur du puits dépendent de la concentration d'électrons dans le puits. Nous faisons donc face à un comportement fortement couplé entre la physique des semiconducteurs et la physique quantique. La connaissance de la densité du 2DEG nécessite la résolution du système couplé formé par les équations de Poisson et de Schrödinger. La problématique posée par la résolution de ce système sera abordée au cas par cas dans les chapitres suivants.

Lorsqu'un champ électrique est appliqué sur le 2DEG, il est possible de mettre les porteurs présents dans le gaz en mouvement. Ainsi, si l'on applique une tension de polarisation  $V_d$ , le champ résultant crée un courant électrique entre la source et le drain. Le 2DEG joue alors le rôle de canal du transistor. Le courant de drain  $I_d$  obtenu est directement dépendant de la densité  $n_s$  du gaz d'électrons. Mais ces derniers étant affranchis du potentiel coulombien, leur mobilité est bien supérieure que dans le matériau massif. De plus, contrairement à un MOSFET, il n'y a pas d'accumulation de charges dans le volume du matériau ce qui autorise des vitesses de permutation bien supérieures avec un HEMT. On explique ainsi les performances obtenues avec ces dispositifs dans le domaine des hautes fréquences. Enfin, les limites de puissance et de température sont toujours tributaires des gaps

des matériaux composant le HEMT. Et dans le cas des nitrures d'éléments III, ces grandeurs sont plus élevées que pour les semiconducteurs usuels. Néanmoins, un inconvénient majeur vient relativiser ces conclusions : la présence de phénomènes piézoélectriques influe de manière non négligeable sur la réponse de ces dispositifs.

### **II.3.3. Phénomènes piézoélectriques dans les HEMTs AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub>**

Il existe trois sortes de phénomènes piézoélectriques dans les HEMTs traditionnels à base de matériaux III-N. Le premier est la présence de deux polarisations spontanées dans chacun des matériaux utilisés. Loin d'être un effet parasite, ces polarisations permettent d'entraîner les porteurs vers le puits quantique de l'hétérostructure. Néanmoins, la connaissance de la valeur de chacune de ces grandeurs est une question qui revêt autant d'importance que la connaissance du dopage effectif pour les MOSFETs classiques.

Le second phénomène est l'effet piézoélectrique inverse. L'application de tensions de grille et de drain crée des champs susceptibles de provoquer la déformation du HEMT par effet piézoélectrique inverse. Il est néanmoins démontré que les polarisations diélectriques générées par ces champs n'entraînent pas de déformations notables dans le matériau. En effet, les HEMTs sont élaborés sur des substrats massifs peu enclins à se déformer. Dans le cas de structures libres, les dimensions du HEMT sont souvent trop faibles par rapport à celles de ladite structure pour que des contraintes locales puissent entraîner une déformation observable. On néglige en général ce genre de contributions dans la modélisation électromécanique des HEMTs [Yu1999].

Le phénomène le plus intéressant du point de vue de la détection est l'effet piézoélectrique direct. Nous avons régulièrement mentionné la présence de fortes contraintes résiduelles dans les matériaux III-N. Si l'utilisation de couches de nucléation permet de relâcher les contraintes liées au substrat, il n'en va pas de même avec les contraintes exercées par le GaN sur la fine couche d'AlGa<sub>N</sub>. Cette dernière est uniformément contrainte du fait du désaccord de maille existant entre les deux matériaux. La déformation issue de ces contraintes se calcule à partir des paramètres de mailles de l'AlGa<sub>N</sub> et du GaN.

Le tenseur correspondant prend la forme suivante :

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} S_1 = \frac{a_{0,\text{GaN}} - a_{0,\text{AlGaN}}}{a_{0,\text{AlGaN}}} \\ S_2 = S_1 \\ S_3 = -\frac{2c_{13,\text{AlGaN}}}{c_{33,\text{AlGaN}}} S_1 \\ S_{23} = 0 \\ S_{13} = 0 \\ S_{12} = 0 \end{bmatrix} \quad (\text{II.15})$$

Puisque l'on considère que l'effet piézoélectrique direct domine dans cette situation, l'équation II.8 nous fournit la polarisation piézoélectrique résultante. Ses composantes planaires sont nulles et sa composante verticale  $P_{\text{MAILLE},Z}$  suit la formule suivante :

$$P_{\text{MAILLE},Z} = 2 \frac{a_{0,\text{GaN}} - a_{0,\text{AlGaN}}}{a_{0,\text{AlGaN}}} \left[ e_{31,\text{AlGaN}} - e_{33,\text{AlGaN}} \frac{c_{13,\text{AlGaN}}}{c_{33,\text{AlGaN}}} \right] \quad (\text{II.16})$$

En utilisant les propriétés présentées dans la Section II.2, pour une proportion molaire  $x_{\text{Al}} = 0,25$ , il vient  $P_{\text{MAILLE},Z} = -0,008 \text{ C.m}^{-2}$ . La polarisation engendrée par le désaccord de maille est donc orientée dans le sens inverse de l'axe cristallin. Sa valeur est du même ordre de grandeur que la polarisation spontanée du GaN qui est de  $-0.029 \text{ C.m}^{-2}$ . Il est donc nécessaire de prendre en compte cette contribution piézoélectrique dans la modélisation d'un HEMT sur substrat massif. En revanche, pour un HEMT situé sur une structure libre, il est possible que la contrainte due au désaccord de maille se relâche en déformant la structure. Il n'est donc pas rare de négliger ce terme lorsque l'on étudie un HEMT situé sur des structures de détection mécanique comme une poutre encastrée libre ou une membrane.

En réalité, la plupart des dérives dues à la fabrication d'un transistor à hétérojonctions peut être représentée sous la forme d'un tenseur de contraintes uniaxial ou biaxial. On peut ainsi théoriquement apprécier leur influence sur la réponse du HEMT. Toutefois, certains phénomènes sont difficiles voire impossible à modéliser sous cette forme à l'instar des dommages structurels ou des désaccords thermiques. Du point de vue de la caractérisation mécanique, il est commun d'étudier les contraintes résiduelles par cette méthode afin de déterminer l'impact des différentes dérives nées de la fabrication.

En conséquence, de nombreux travaux ont été réalisés pour mettre au point de nouvelles techniques non destructives de caractérisation dans le but de déterminer l'amplitude des contraintes dans les dispositifs microélectroniques. L'une des techniques qui s'est imposée dans le cas des matériaux III-N est la spectroscopie Raman. Il a ainsi été vérifié que le SiC est

un substrat de qualité supérieure pour le dépôt de nitrures d'éléments III [Beec2009]. C'est aussi de cette manière qu'a été prouvé le relâchement des contraintes dans les structures libres à base de GaN [Trip2007]. L'interférométrie laser est aussi très utilisée dans le même but et présente l'avantage d'être une technique plus accessible et moins coûteuse [Krup2009].

Si les phénomènes piézoélectriques sont un problème pour l'optimisation des performances des HEMTs de puissance, ils sont au contraire une véritable aubaine pour les spécialistes de la détection mécanique. La Section II.2 de ce chapitre a permis de réaliser que GaN et AlN pris séparément ne peuvent être exploités à leur plein potentiel dans notre cadre d'étude. Pourtant, le principe du HEMT AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> permet de profiter à la fois des bonnes propriétés piézoélectriques de l'AlGa<sub>N</sub> des mobilités très élevées dans le 2DEG, impossibles à atteindre avec l'AlN ou même le GaN.

En utilisant le HEMT comme jauge de contrainte sur des structures mécaniques adaptées, il est possible de tirer parti de tous les avantages offerts par les matériaux III-N. Ce concept prometteur est pourtant encore peu étudié. En effet, les avantages proposés par d'autres matériaux, en premier lieu par le SiC, pour des dispositifs plus simples à fabriquer, mieux connus et plus fiables supplantent encore largement l'offre proposée par les matériaux III-N. Pour rendre les dispositifs à base de GaN ou d'AlN compétitifs, il est d'abord indispensable de mieux connaître leur comportement théorique et d'en améliorer les techniques de fabrication.

## **II.4. Microcapteurs à base de matériaux III-N**

Les matériaux III-N ont été étudiés en tant que base pour des microcapteurs de natures très diverses. Dans un premier temps, nous allons nous intéresser à différents types de capteurs physiques et chimiques exploitant leurs propriétés extrêmes. Puis nous nous préoccuperons des applications MEMS à proprement parler et par extension de l'utilisation du GaN et de l'AlN pour la détection mécanique en conditions hostiles.

Nous n'aborderons ici que les applications de détection à base de GaN et de l'AlN. Cependant, il est important de rappeler que l'essentiel de la commercialisation de ces matériaux repose sur les dispositifs de haute puissance et les dispositifs RF que nous ne traitons pas dans ce manuscrit.

### **II.4.1. Microcapteurs chimiques et biochimiques en phase liquide et gazeuse**

L'exploitation des hétérostructures AlGaIn/GaN en tant que capteurs chimiques a été mise en avant au début des années 2000. Certains spécialistes de la détection chimique se sont aperçus que la charge créée par la polarisation spontanée de l'AlGaIn entraînait l'adsorption en surface des ions et atomes de charge positive du milieu extérieur. Ce phénomène influençait la densité du 2DEG. Il était ensuite possible d'en déduire la concentration de l'espèce adsorbée dans la phase liquide ou gazeuse du milieu. Un tel capteur a été démontré par Stutzmann et al. dès 2002 en utilisant une hétérostructure AlGaIn/GaN simple [Stut2002]. Mais de l'aveu des auteurs, un long travail d'étude et d'optimisation restait à produire avant que ces capteurs ne deviennent compétitifs.

Depuis, la recherche sur les matériaux III-N comme base pour des capteurs chimiques et biochimiques s'est amplifiée [Pear2004]. L'inertie chimique du GaN en fait un candidat idéal pour les biocapteurs et un concurrent sérieux pour le diamant. Cependant, l'utilisation de l'AlGaIn comme surface de détection impose l'amélioration de son état de surface. Dans ce genre d'applications, les techniques de dépôt des matériaux sont un enjeu encore plus critique qu'en microélectronique. Cimalla et al. mettent ainsi en avant différents traitements de surface conçus pour améliorer la sensibilité et la biocompatibilité de l'AlGaIn. Il apparaît rapidement que les procédés utilisés habituellement dans les biotechnologies ne sont pas adaptés aux nitrures d'éléments III-N. Cette conclusion met en exergue le besoin de techniques adaptées à ces matériaux. En effet, les auteurs insistent sur leurs possibilités théoriquement supérieures aux polymères utilisés classiquement. Ils sont aussi plus faciles à se procurer et à des coûts moindres que pour le diamant [Cima2007].

Hasegawa et al. démontrent en 2008 que l'interface liquide-solide entre l'AlGaIn et les solutions aqueuses permet de s'approcher mieux que jamais du potentiel de Nernst qui est la limite théorique pour ce genre d'interaction. Si leur étude permet de mieux appréhender le comportement des nitrures d'éléments III-N pour la détection chimique en phase liquide, elle



met encore une fois en avant certains phénomènes parasites de contamination déjà soulevés par Cimalla et al. et qui limitent la stabilité temporelle de ces capteurs [Hase2008].

En revanche, le GaN et l'AlN excellent dans la détection chimique en phase gazeuse. Des capteurs d'hydrogène performants reposant des hétérostructures AlGaIn/GaN ont ainsi été proposés [Wang2008]. Profitant des avantages de ces matériaux pour les conditions hostiles, le principe de capteurs pouvant détecter plusieurs gaz à la fois et adaptés aux hautes températures a été établi. Malheureusement, les résultats obtenus se heurtent à nouveau au manque de connaissances théoriques et de modèles décrivant le fonctionnement de ces microcapteurs à haute température [Jako2009].

#### **II.4.2. Microcapteurs à base de matériaux III-N soumis à des radiations intenses**

Les matériaux III-N se révèlent particulièrement résistants aux radiations. Dans les dispositifs CMOS classiques, les radiations endommagent le cristal de silicium à la fois en surface et dans le volume. Les conséquences en sont la variation du dopage effectif du matériau, l'augmentation critique des courants de fuite et une augmentation souvent catastrophique de la densité d'états de pièges dans le silicium. Dans ce genre de situations, l'épaisseur du dispositif est critique et l'utilisation du silicium limite ainsi la miniaturisation des capteurs en conditions de radiations intenses.

Le GaN a été étudié comme remplacement du silicium pour les applications nécessitant une électronique résistante aux radiations. En 2006, afin d'élaborer des capteurs de trajectoires adaptés aux hauts niveaux de radiation présents dans le LHC (Large Hadron Collider) du CERN, des dispositifs basés sur le GaN ont été testés [Moll2006]. Selon l'auteur de l'article, les défauts cristallins apparaissant pendant la fabrication des couches accélèrent la détérioration du matériau une fois soumis aux radiations. Ces capteurs ne présentent ainsi pas d'avantages réels face aux dispositifs sur silicium optimisés pour ce genre d'applications.

Une autre étude abordant les mêmes problématiques vient pourtant nuancer les conclusions de M. Moll. Grant et al. mettent ainsi en avant la résistance particulière du nitrure de gallium face aux radiations. Leurs capteurs à base de GaN présentent une résistance équivalente à des dispositifs à base de silicium deux fois plus volumineux. Néanmoins, les auteurs insistent une nouvelle fois sur le problème de la détérioration au cours du temps évoquées dans le premier article [Gran2007].

#### **II.4.3. Microsystèmes électromécaniques à base de matériaux III-N**

Les premiers travaux en termes de détection mécanique exploitant les matériaux III-N et surtout les HEMTs basés sur ces derniers remontent aux débuts des années 2000. Les coûts engendrés limitent alors leur étude aux instituts de recherche spécialisés comme la NASA et aux grandes universités américaines.

On peut ainsi constater que dès 2001, des chercheurs de Caltech ont déposé un brevet sur un capteur de pression constitué d'une membrane de GaN d'une épaisseur de 1  $\mu\text{m}$ . Un

HEMT AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> sert alors de jauge de contrainte [Beac2001]. Le principe de détection de ce capteur correspond donc à celui décrit à la fin de la Section II.3 de ce chapitre. Des pressions maximales de 0,7 MPa peuvent être mesurées avec une résolution de 0,07 MPa. La faisabilité de cette méthode de détection est donc établie depuis cette époque. Mais les applications à haute pression et, de surcroît, en conditions hostiles ne font pas alors l'objet d'une recherche active.

Quelques années plus tard, un autre brevet est déposé par Rosemount Aerospace Inc. qui comme son nom l'indique est une société de développement d'applications pour l'aérospatiale. Il concerne un capteur de pression reposant toujours sur le même principe. Ce dernier se base sur un diaphragme d'une épaisseur de plusieurs centaines de microns constitué par le substrat utilisé qui peut être de saphir, de SiC ou de silicium. Bien que la jauge soit toujours un HEMT, l'effet transistor est négligé et seul la résistance du canal et donc du 2DEG est mesurée pour la détection. En revanche, les auteurs abordent la question des régimes de température et affirment que leur capteur peut fonctionner au-delà de 400 °C jusqu'à même atteindre 600 °C. Les gammes de pression ne sont pas précisées mais, au vu de l'épaisseur du diaphragme et si l'on considère un substrat de saphir, des pressions de l'ordre de 50 MPa peuvent être envisagées [Erik2005].

Il est difficile de conclure sur les performances réelles de ces deux capteurs. Si l'on prend en compte la qualité des couches monocristallines de nitrures disponibles à l'époque, il est possible d'affirmer qu'à température ambiante, le SiC proposait de bien meilleurs résultats. Toutefois, à partir de cette date, on constate que la recherche sur les MEMS à base de nitrures d'éléments III s'ouvre aux équipes de recherche moins spécialisées. Cela s'explique avant tout par l'amélioration des procédés de fabrication et par là même, de la réduction de leurs coûts.

De nouvelles techniques de microusinage permettent ainsi l'élaboration de structures suspendues à base de matériaux III-N. L'utilisation de matériaux sacrificiels adaptés ainsi que de nouveaux procédés de gravure permet ainsi d'obtenir des poutres composées uniquement de Ga<sub>N</sub> et presque dépourvues de contraintes résiduelles, comme le montre l'absence de déformation après fabrication [Yang2006].

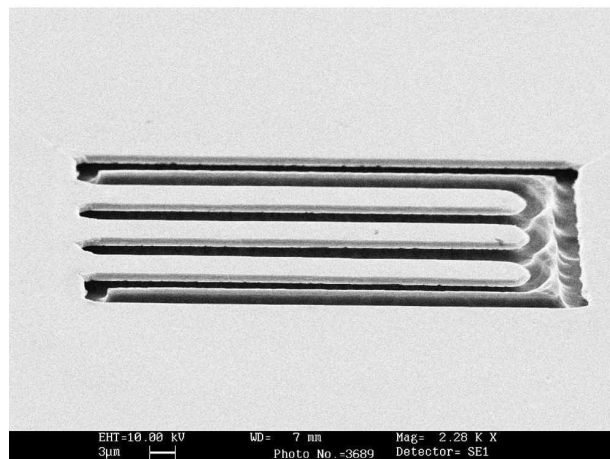


Figure II.5 : Poutres encastrées-libres d'une épaisseur d'1 µm en Ga<sub>N</sub> sur silicium [Yang2006]

Bowen et al. en 2006 décrivent les performances théoriques à la fois en tant que capteurs mais aussi d'actionneurs, de poutres encastrées-libres entièrement constituées de GaN. Ils démontrent qu'en dépit de coefficients piézoélectriques considérablement inférieurs à ceux de céramiques piézoélectriques tel que le PZT, les deux fonctions peuvent être a priori remplies de manière satisfaisante. Ils s'attardent de plus sur un procédé innovant : le procédé ELOG. Ce procédé de croissance latéral est une alternative au dépôt classique de GaN. Il permet d'élaborer des poutres encastrées-libres ou encastrées-encastrées dépourvues de contraintes résiduelles. En effet, aucun substrat ou matériau sacrificiel n'est nécessaire à ce hormis pour le plot de nucléation à partir duquel la croissance est réalisée [Bowe2006].

Une équipe de l'Université de Ulm en Allemagne propose la même année une structure de poutre encastrée-libre multicouches à base de matériaux III-N sur substrat de silicium. Cette poutre est constituée de plusieurs couches de nucléation, alternant AlN et GaN, afin de relâcher les contraintes au sein de la structure suspendue. Dans le même temps, une piézorésistance à base de GaN dopé et un HEMT AlGaIn/GaN sont fabriqués en surface. Ces deux dispositifs induisent des contraintes localisées sur la structure. Malgré cela, les auteurs parviennent à obtenir des poutres de 200  $\mu\text{m}$  de long. Elles ne sont pas endommagées bien qu'elles possèdent une nette déformation en fin de fabrication, signe du relâchement des contraintes résiduelles. La caractérisation du HEMT conclut à une variation possible de près de 50 % du signal de sortie pour un déplacement statique de 30  $\mu\text{m}$  en bout de poutre [Zimm2006]. Ces résultats sont fondateurs dans l'approche des matériaux III-N pour les MEMS. Ils démontrent effectivement que des structures de détection de qualité et des jauges de contrainte efficaces peuvent être formées sans avoir nécessairement recours à des substrats coûteux comme le SiC ou le saphir.

Dès lors, de nombreuses approches vont être explorées dans le domaine des microsystèmes de détection. Lalinsky et al. vont ainsi tenter d'exploiter la propagation des ondes acoustiques dans les matériaux III-N pour la détection chimique. Ils constatent notamment que l'adsorption d'espèces chimiques en surface de l'AlGaIn peut être détectée par la mesure du déphasage de l'onde acoustique de surface, qui varie selon l'espèce adsorbée. Leur article aborde aussi la question de l'interaction entre 2DEG et ondes acoustiques de surface ainsi que ses possibles applications en détection mécanique [Lali2008].

Si des MEMS composés de GaN et l'AlN continuent à être à l'étude dans des domaines comme les télécommunications [Wang2009] ou les microactionneurs de hautes performances [Andr2008], force est de constater que la recherche s'est ralentie en ce qui concerne la détection mécanique au cours des quatre dernières années. Jianan et al. ont tout de même récemment proposé un accéléromètre constitué d'une structure vibratoire complexe et où un HEMT AlGaIn/GaN joue le rôle de jauge de contrainte. Tout en proposant une architecture permettant de réduire de manière concrète les contraintes résiduelles, ils démontrent surtout des possibilités de miniaturisation accrues grâce aux matériaux III-N. En effet, leur rigidité permet des performances similaires aux dispositifs classiques mais pour des dimensions moindres. Leur capteur n'occupe ainsi qu'une surface de 250 x 250  $\mu\text{m}^2$  [Jian2009].

Une autre approche proposée en 2011 par une équipe de l'Académie slovaque des sciences consiste à optimiser l'architecture du HEMT plutôt que celle de la structure mécanique. Ils proposent ainsi un procédé de fabrication de HEMTs circulaires ou C-HEMTs (voir Figure II.6). Les symétries de ce dispositif le rendent particulièrement adapté à l'intégration sur des membranes ou des diaphragmes circulaires. Mais sa forme permet avant tout de compenser certains effets parasites y compris sur des structures non circulaires. Les auteurs démontrent ainsi des performances prometteuses notamment pour la détection de pression en conditions hostiles [Lali2011].

Ce tour d'horizon a permis de constater que, malgré des approches variées, les applications des matériaux III-N pour la détection mécanique sont rares et souffrent du manque de qualité de fabrication cité plusieurs fois au cours de ce chapitre. De plus, aucun capteur de grandeurs mécaniques proposé jusqu'à aujourd'hui n'a vu ses performances démontrés en conditions hostiles. En revanche, divers procédés de fabrication innovants, l'utilisation de HEMTs comme jauge de contrainte et des propriétés particulièrement adaptées aux conditions hostiles permettent d'affirmer le potentiel des matériaux III-N. Il ne faut effectivement pas oublier qu'ils ne sont considérés sérieusement dans ce cadre que depuis quelques années.

#### II.4.4. Bilan des solutions de détection proposées : matériaux III-N, SiC et diamant

Nous allons désormais comparer les solutions proposées par les matériaux III-N aux solutions les plus innovantes proposées dans le Chapitre I, à savoir les SiC-MEMS et les MEMS à base de diamant. Nous utiliserons pour cela les mêmes critères d'évaluation que ceux décrits à la fin dudit chapitre. Les résultats obtenus sont résumés dans le Tableau II.8.

**Tableau II.8 : Bilan comparatif des solutions basées sur le SiC, le diamant et les matériaux III-N**

	Accès au matériau	Compatibilité CMOS	Commercialisation	Recherche active
<b>SiC-MEMS</b>	Limité	Bonne	Faible	2000-2001
<b>Diamant</b>	Très limité	Moyenne	Nulle	1995
<b>MEMS III-N</b>	Limité	Bonne	Nulle	2005
	Performances maximales		Résistance chimique	Potentiel
	Température	Pression/Accélération		
<b>SiC-MEMS</b>	574 °C [Chen2007]	5 MPa [Chen2007]	Excellente	Excellent
<b>Diamant</b>	800 °C [Kohn1999]	7000 g [Kohn1999]	Excellente	Excellent
<b>MEMS III-N</b>	600 °C	-	Excellente	Excellent

Il apparaît de manière évidente que ces trois solutions sont naturellement adaptées aux conditions hostiles. Elles souffrent des mêmes inconvénients à l'heure actuelle : coût et difficulté d'accès au matériau, commercialisation faible ou inexistante.

La force des SiC-MEMS reste d'avoir déjà des performances établies de certains capteurs mécaniques aujourd'hui commercialisés tout en conservant un potentiel d'innovation important. Le diamant, malgré près de deux décennies de recherche active, bute toujours sur les mêmes écueils. Mais sa présence grandissante dans les biotechnologies pourrait bientôt aboutir à des procédés fiables et rentables et donc à une commercialisation qui en relancerait l'intérêt.

Mais qu'en est-il des matériaux III-N ? Sans solutions fiables et performantes proposées à ce jour, les MEMS basés sur ces matériaux en sont encore au stade des études de faisabilité. Le manque de connaissances des propriétés de ces matériaux et surtout le manque cruel de maîtrise des procédés de fabrication freinent fortement l'essor de ces matériaux pour les applications de détection mécanique en conditions hostiles. N'étant étudié que depuis peu et témoignant d'un potentiel au moins aussi important que celui des SiC-MEMS, il n'est pas exclu de voir ces matériaux s'imposer à l'avenir.

Le travail présenté dans ce manuscrit participe de cet effort, dans le prolongement des travaux de l'Université de Ulm. Nous avons donc étudié deux dispositifs de détection mécanique différents, conçus pour la performance en conditions hostiles. Le premier dispositif étudié est composé d'une poutre encastree libre sur le principe de celle proposée par Zimmerman et al. Le second dispositif étudié repose plutôt sur le principe proposé dans les deux brevets décrits en début de Section II.4. Il s'agit donc d'un capteur de pression sur substrat de saphir et sur lequel ont été disposés plusieurs HEMTs agissant comme jauge de contrainte. Notre étude repose avant tout sur la modélisation du comportement de ces dispositifs. En effet, comme nous l'avons constaté au cours de ce chapitre, ce type d'études est nécessaire à l'avancée de la recherche sur les MEMS à base de matériaux III-N.





## **CHAPITRE III :**

### **ÉTUDE D'UN CAPTEUR DE DÉFORMATION**

-

### **EXEMPLE D'UNE POUTRE ENCASTRÉE-LIBRE ALGAN/GAN/ALN**



Au cours de ce chapitre, nous allons aborder la modélisation et la caractérisation d'une structure suspendue, la poutre encastrée libre, constituée de trois couches de matériaux III-N : une couche de nucléation d'AlN amorphe puis deux couches composant une hétérostructure AlGaN/GaN telle que décrite au Chapitre II. Elle repose sur l'utilisation d'un HEMT AlGaN/GaN comme jauge de contrainte. On parlera de HEMT de détection. Ce type de structure est adaptée la détection de déformation en régime statique et à la détection de vibrations et/ou d'accélération en régime dynamique. Seul le comportement en régime statique fera l'objet d'une étude théorique.

Notre étude se divise en plusieurs parties. Nous allons dans un premier temps décrire la structure de détection et son principe de fonctionnement. Nous présenterons ensuite le modèle électromécanique permettant de déterminer les polarisations électriques générées dans le matériau par effet piézoélectrique direct. Puis nous continuerons en développant le modèle du HEMT de détection couplé au modèle électromécanique de la structure. Enfin, nous discuterons les résultats de caractérisation mécanique réalisés sur les poutres AlGaN/GaN/AlN.

Les dispositifs développés au cours de cette étude ont été réalisés au sein du projet MORgAN en collaboration avec l'entreprise microGaN GmbH basée à Ulm en Allemagne. Nous n'avons pas participé activement à l'élaboration des dispositifs. C'est pourquoi ce chapitre s'intéressera exclusivement à la modélisation et à la caractérisation de ces dispositifs sans aborder la question des procédés de fabrication qui ne sont pas le sujet de ce travail de thèse.

## III.1. Principe du capteur de déformation AlGaN/GaN/AlN

### III.1.1. Description de la structure de détection mécanique

Le capteur de déformation étudié est élaboré sur un substrat de silicium. La couche de nucléation d'une épaisseur  $h_{NUC}$  de 300 nm est constituée de plusieurs couches successives d'AlN. Les contraintes exercées par le substrat rendent cette couche partiellement amorphe. Cela signifie que le matériau perd la plupart des propriétés issues des symétries de son cristal. Néanmoins, ses propriétés mécaniques sont conservées.

La couche de GaN a une épaisseur  $h_{GaN}$  de 2950 nm. Le désaccord de maille avec la couche de nucléation entraîne un gradient de contraintes mécaniques dans l'épaisseur de GaN. La couche d'AlGaN mesure  $h_{AlGaN} = 20$  nm et est considérée entièrement contrainte par le désaccord de maille avec le GaN. La proportion molaire  $x_{Al}$  d'aluminium dans cette couche est de 0,4.

La poutre a une largeur  $W$  de 100  $\mu\text{m}$  pour une longueur  $L$  de 520  $\mu\text{m}$  et une épaisseur totale  $h$  de 3270 nm. L'emplacement du HEMT est délimité à l'encastrement de la poutre. Le HEMT occupe une largeur  $W_c$  égale à la largeur  $W$ . Le canal est orienté de l'encastrement vers l'extrémité libre de la poutre et la longueur de grille effective  $L_g$  est de 20  $\mu\text{m}$ . Afin

d'isoler électriquement le HEMT, une couche de passivation de nitrure de silicium  $\text{Si}_3\text{N}_4$  de 400 nm d'épaisseur et de 80  $\mu\text{m}$  de long a été déposée sur le HEMT. La structure du capteur suit le schéma présenté en Figure III.1.

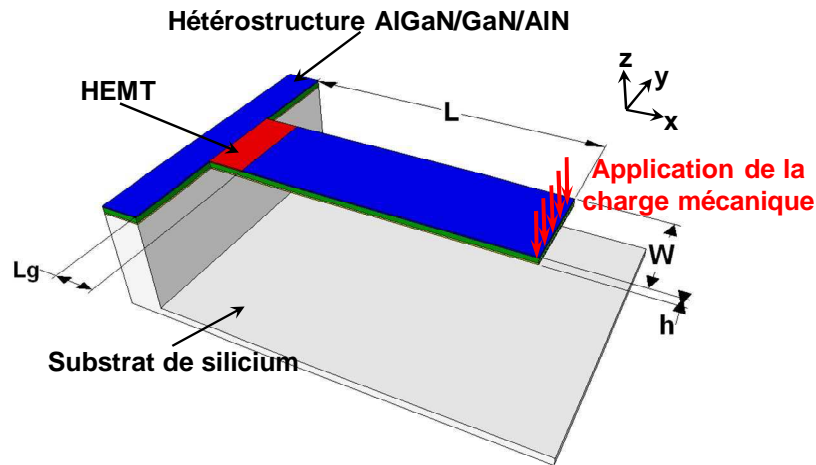


Figure III.1: Structure du capteur de déformation AlGaN/GaN/AlN

Lors de la libération de la poutre du substrat, les contraintes présentes dans l'hétérostructure se relâchent. La poutre obtenue présente une flexion vers le bas au repos. Du fait du ratio entre la longueur et l'épaisseur proche de 160, il est raisonnable de considérer que les contraintes liées à la fabrication se sont relâchées au point d'en devenir négligeables. Pour modéliser ce capteur, il n'y aura donc pas à en tenir compte.

Dans la suite de ce chapitre, le repère  $(O, \vec{u}_x, \vec{u}_y, \vec{u}_z)$  utilisé sera comme indiqué sur la Figure III.1. Tout changement de repère sera mentionné le cas échéant. Notons qu'il est confondu avec le repère cristallin des couches déposées. Cela signifie que la direction  $\vec{u}_z$  du repère coïncide avec l'axe vertical du cristal. Les directions  $\vec{u}_x$  et  $\vec{u}_y$  du repère sont orientées respectivement selon la longueur et la largeur de la poutre. Le point d'origine est situé à l'encastrement au centre géométrique de la section de la poutre, sauf mention du contraire.

La Figure III.2 représente une image obtenue par MEB de l'un des capteurs obtenus. Il est possible de constater la déformation résiduelle de la poutre au repos. Les contacts du HEMT sont situés en dehors de la structure suspendue. On remarquera aussi que le procédé de gravure en face arrière utilisé pour libérer la poutre produit des parois grossières. La conséquence principale à retenir est que l'encastrement de la poutre n'est pas précisément délimité ce qui aura une influence sur le comportement mécanique de la structure.

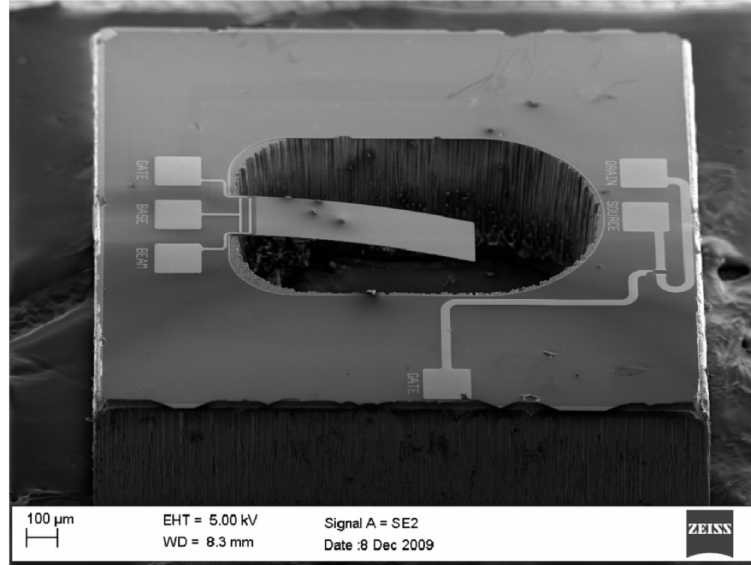


Figure III.2 : Image MEB du capteur de déformation après fabrication

L'objectif du capteur est de déterminer la valeur de la force totale  $\vec{F}$  exercée sur l'extrémité libre de la poutre encastrée. Cette force est considérée uniformément répartie sur la largeur de la structure. Elle provoque la flexion de la poutre vers le bas et crée des contraintes mécaniques dans son épaisseur. On appelle  $F$  la valeur de la composante verticale de la force dans le repère considéré. Dans le repère actuel,  $F$  est négatif.

Les contraintes présentes sont maximales près de l'encastrement ce qui justifie la position du HEMT. C'est en effet dans cette région que l'influence des effets piézoélectriques sur le courant de sortie du HEMT est théoriquement optimale. La modélisation de ce capteur consiste en l'étude de la polarisation piézoélectrique générée par l'application de cette force et du courant de drain résultant. Notons que dans le cas de poutres encastrées libres, cette polarisation évolue linéairement avec les contraintes et donc la force appliquée.

### III.1.2. Définition de la fibre neutre

La fibre neutre d'une structure mécanique déformable correspond à la position dans l'épaisseur où l'allongement est nul. Ainsi dans une poutre encastrée-libre constituée d'un seul matériau, cette fibre correspond au plan  $z = 0$  et les contraintes mécaniques normales y sont nulles. Si la force appliquée est dirigée vers le substrat, la connaissance de la position de la fibre neutre aide à prévoir le sens et le signe des contraintes exercées dans l'épaisseur de la structure. Au dessus de la fibre neutre, la poutre sera donc en tension et les contraintes seront de signe positif. En dessous, ces dernières seront compressives et de signe négatif. Dans le cas de poutres multicouches, la position de la fibre neutre dépend des épaisseurs des couches et de la rigidité des matériaux qui les composent.

Soient trois matériaux isotropes A, B et C de modules d'Young respectifs  $E_A$ ,  $E_B$  et  $E_C$ . Soit ensuite une poutre d'épaisseur  $h$  formée de trois couches d'épaisseurs respectives  $h_A$ ,  $h_B$  et  $h_C$  formées par chacun des matériaux A, B et C en allant de la couche inférieure à la couche supérieure. La position  $z_N$  de la fibre neutre est alors donnée par la formule suivante :

$$z_N = \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{h_A^2 E_A + (h_B^2 + 2h_A h_B) E_B + (h_C^2 + 2h_A h_C + 2h_B h_C) E_C}{(h_A E_A + h_B E_B + h_C E_C)} \right) - h \right] \quad (\text{III.1})$$

Cette formule se simplifie dans certaines situations. Si les trois couches sont constituées du même matériau alors  $E_A$ ,  $E_B$  et  $E_C$  sont égaux et  $z_N$  est égal à 0. Cela semble évident puisque ce cas est identique à celui d'une poutre monocouche.

Si les trois couches ont la même épaisseur, il vient :

$$\begin{aligned} h_A = h_B = h_C &= \frac{h}{3} \\ z_N &= \frac{h(E_C - E_A)}{(E_A + E_B + E_C)} \end{aligned} \quad (\text{III.2})$$

La fibre neutre se situera alors dans la moitié d'épaisseur contenant le matériau le plus rigide des couches extrêmes. Si le matériau supérieur et le matériau inférieur sont identiques, la fibre neutre sera confondue avec le plan médian de la poutre comme dans le cas d'une poutre monocouche.

Considérons désormais un cas proche de celui de la poutre AlGaN/GaN/AlN. Il s'agit ici d'avoir une idée approximative de la position de la fibre neutre pour le capteur de déformation. Nous considérons le cas d'une poutre aux caractéristiques géométriques identiques à celles montrées dans la Figure III.2. L'épaisseur de la couche C (AlGaN) est très faible comparée à celle des couches A (nucléation/AlN) et B (GaN). On néglige donc les termes correspondants à la couche C par rapport aux autres. De plus, l'épaisseur de la couche B est choisie comme environ 10 fois plus importante que celle de la couche A. Pour ce qui est de la rigidité, le module d'Young de la couche B est estimé 0,9 fois aussi élevé que celui de la couche A. Cette hypothèse se base sur le rapport entre les coefficients  $c_{11}$  du GaN et de l'AlN.

$$\begin{aligned} h &\approx h_A + h_B \approx 11h_A \\ E_B &= 0,9E_A \\ z_N &= -0,05h_A \end{aligned} \quad (\text{III.3})$$

Dans cette approximation, la valeur de  $z_N$  est inférieure à 1 % de l'épaisseur totale de la poutre. On peut donc considérer que la fibre neutre coïncide avec le plan  $z = 0$  comme si la structure était monocouche. Nous pouvons en déduire que, dans le cas du capteur auquel nous nous intéressons, la moitié supérieure de la poutre sera soumise à des contraintes de tension alors que la moitié inférieure sera soumise à des contraintes de compression. L'hypothèse sur la position de la fibre neutre formulée ici sera exploitée dans le reste de cette étude.

### III.1.3. Sensibilité électromécanique de la structure de détection

La densité de charge piézoélectrique  $\sigma_{POL}$  générée par l'action mécanique à l'interface dépend des densités surfaciques de charge induites par les polarisations piézoélectriques du GaN et de l'AlGaN à l'interface. De cette manière, on a :

$$\sigma_{POL} = \vec{P}_{PIEZ,GaN} \vec{n}_{GaN} + \vec{P}_{PIEZ,AlGaN} \vec{n}_{AlGaN} \quad (III.4)$$

Dans le repère que nous avons défini, on obtient :

$$\sigma_{POL} = P_{z,GaN} - P_{z,AlGaN} \quad (III.5)$$

On définit la sensibilité électromécanique  $S_{EM}$  comme la valeur absolue de sa dérivée par rapport à la force appliquée. Dans le cas abordé ici, elle s'exprime en  $\mu C.m^{-2}.\mu N^{-1}$  suivant la formule :

$$S_{EM} = \left| \frac{\partial \sigma_{POL}}{\partial F} \right| \quad (III.6)$$

Cette grandeur permet d'estimer le niveau de détection de la structure AlGaN/GaN/AlN étudié dans ce chapitre, indépendamment des caractéristiques du HEMT de détection. Elle reflète la quantité de charge générée par les contraintes mécaniques qui influenceront effectivement la réponse du HEMT. Cela permet de comparer l'efficacité piézoélectrique de structures déformables différentes entre elles en retirant l'influence de la qualité de la jauge utilisée.

## III.2. Modélisation du comportement électromécanique de la structure

Dans cette partie, nous allons déterminer la forme de la polarisation piézoélectrique générée par la force appliquée en bout de poutre. Nous allons d'abord développer l'approche numérique du modèle. Celle-ci a été réalisée grâce à la méthode des éléments finis. Nous présenterons ensuite un modèle analytique décrivant le phénomène observé puis nous comparerons les deux modèles afin de valider les hypothèses choisies pour la partie analytique.

### III.2.1. Modèle numérique par la méthode des éléments finis

#### III.2.1.1. Caractéristiques du modèle numérique

Le modèle numérique que nous avons développé permet d'analyser le comportement électromécanique de la poutre encastrée-libre grâce à la méthode des éléments finis (FEM). Les matériaux III-N sont beaucoup plus rigides et occupent un volume plus important que la couche de passivation à base  $\text{Si}_x\text{N}_y$ . Il est donc raisonnable de négliger son influence sur la réaction mécanique de la structure. Il en va de même pour les contacts et les connexions métalliques du HEMT.

Afin de développer le modèle FEM de la poutre dans le logiciel ANSYS™, nous avons utilisé l'élément Solid226 qui permet de décrire les matériaux anisotropes piézoélectriques. Il s'agit d'un élément cubique à 20 nœuds et à 6 degrés de libertés permettant une grande précision du maillage. Notons que seul l'effet piézoélectrique direct de la poutre encastrée-libre est pris en compte : ni les polarisations spontanées ni le HEMT n'apparaissent dans ce modèle électromécanique. La question des propriétés piézoélectriques de la couche de nucléation se pose : bien que cette couche soit supposée amorphe sur une partie de son épaisseur, nous avons considéré qu'elle possédait exactement les propriétés de l'AlN afin d'éviter de générer des erreurs dans le modèle et d'en faciliter la convergence.

Afin de réaliser l'encastrement, tous les degrés de liberté des nœuds de la section encastrée sont fixés. La force est répartie uniformément sur les nœuds de l'arête supérieure de l'extrémité libre en accord avec le maillage de la poutre. Le repère du modèle suit celui décrit par la Figure III.1. Dans le modèle final disponible en Figure III.3, nous avons supposé que la force totale exercée en bout de poutre est de  $1 \mu\text{N}$ .

La difficulté du maillage est essentiellement liée au rapport entre les épaisseurs de l'hétérostructure et les dimensions de la poutre : il y a en effet quatre ordres de grandeur d'écart entre la longueur de la poutre et l'épaisseur du GaN. Il est néanmoins possible d'obtenir la convergence du modèle à la précision de l'élément Solid226. Le maillage que l'on peut observer sur la Figure III.3 est optimisé pour cette structure dans les limites de précision requises par le logiciel.

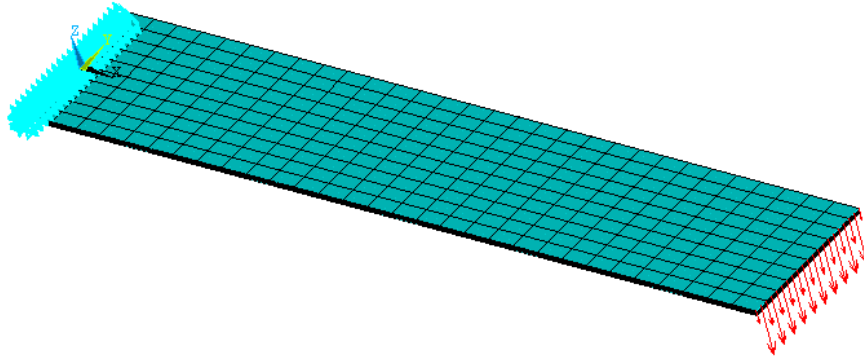


Figure III.3 : Modèle par éléments finis de la poutre encastrée-libre AlGaN/GaN/AlN. Les flèches rouges indiquent la force appliquée répartie sur les nœuds du maillage

### III.2.1.2. Exploitation du modèle numérique

Pour une poutre encastrée dont l'extrémité libre est soumise à une force, le déplacement vertical se distribue linéairement le long de la poutre pour atteindre son maximum en bout de poutre. Il est aussi proportionnel à la force exercée. A partir du modèle il est possible d'obtenir la distribution de ce déplacement le long de la poutre pour différentes forces comme le montre la Figure III.4 pour une force de  $1 \mu\text{N}$ .

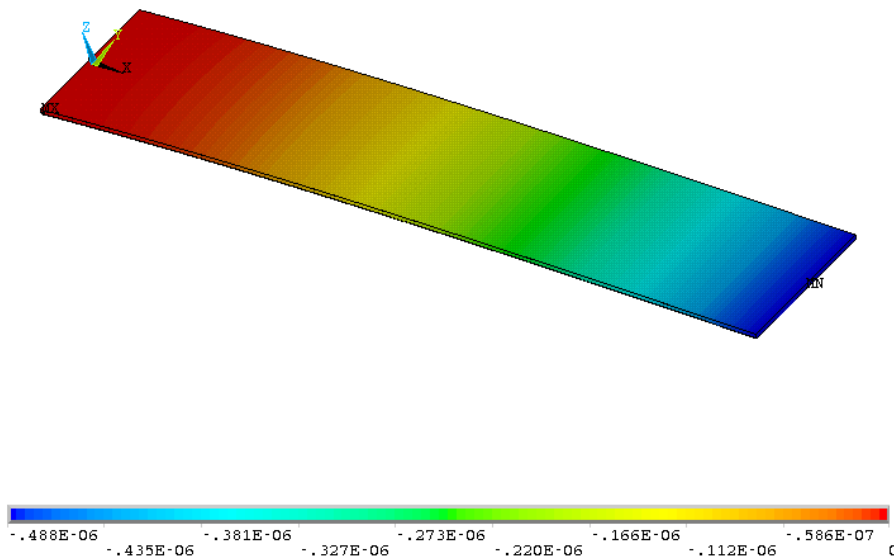


Figure III.4 : Déplacement vertical (en mètres) de la poutre AlGaN/GaN/AlN pour une force de  $1 \mu\text{N}$

Le déplacement varie de 488 nm à  $4,88 \mu\text{m}$  pour des forces comprises entre  $1 \mu\text{N}$  et  $10 \mu\text{N}$ . Comme l'épaisseur de la poutre est de quelques microns, des forces plus élevées entraînent des déformations non linéaires dans le matériau. Il devient alors indispensable de tenir compte de ces non linéarités pour étudier le comportement mécanique de la poutre. Un tel régime, dit de grandes déformations, est moins intéressant pour la détection que le régime linéaire. Nous resterons donc dans les limites de la gamme de forces de  $1 \mu\text{N}$  à  $10 \mu\text{N}$ . Le logiciel utilisé ne permet pas d'obtenir directement la polarisation générée par les contraintes mécaniques appliquées. En revanche, il fournit le champ électrique correspondant comme le montre la Figure III.5 pour une force appliquée de  $1 \mu\text{N}$ .

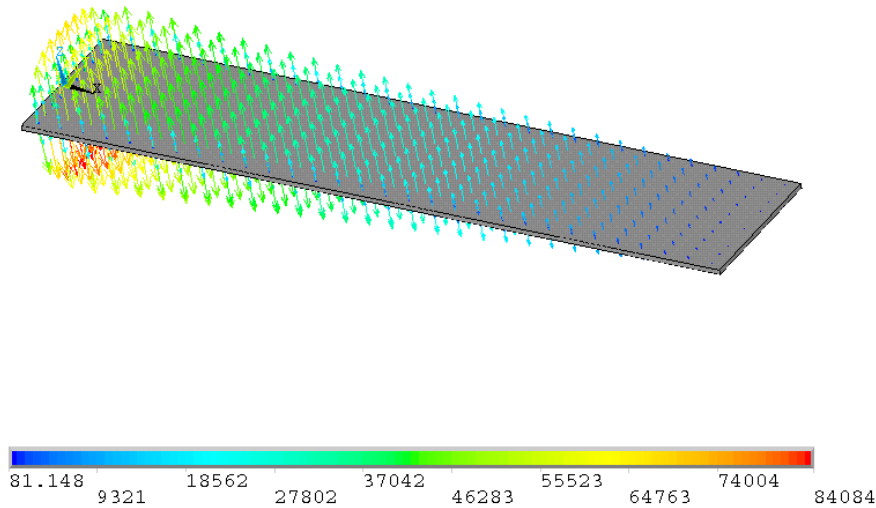


Figure III.5 : Champ électrique (en  $\text{V.m}^{-1}$ ) créé par la polarisation piézoélectrique pour une force de  $1 \mu\text{N}$

On constate en premier lieu que le champ électrique est dirigé selon l'axe  $Oz$  du repère. Cela signifie que les composantes dans le plan de ce champ sont négligeables par rapport à sa composante verticale. Le champ électrique maximal est obtenu près de l'encastrement sur la face inférieure de la poutre c'est à-dire dans la couche d'AlN. Ce résultat est logique du point de vue du modèle puisque, des trois matériaux en présence, c'est le nitrure d'aluminium qui présente les meilleures propriétés piézoélectriques. Toutefois, il ne faut pas oublier qu'en pratique, cette couche est en partie amorphe.

Puisque nous considérons uniquement l'effet piézoélectrique direct, il est possible d'utiliser la formule liant la polarisation piézoélectrique au champ qu'elle crée :

$$\vec{P}_{\text{PIEZ}} = -\epsilon \vec{E}_{\text{PIEZ}} \quad (\text{III.7})$$

Il est ainsi possible de calculer la distribution de la polarisation piézoélectrique dans la poutre. Puisque nous avons constaté que les composantes planaires du champ électrique sont négligeables, nous ne prenons en compte que la composante verticale  $P_z$  de cette polarisation. Nous avons réalisé ce calcul pour la surface supérieure de la couche de GaN. Le résultat est indiqué dans la Figure III.6.

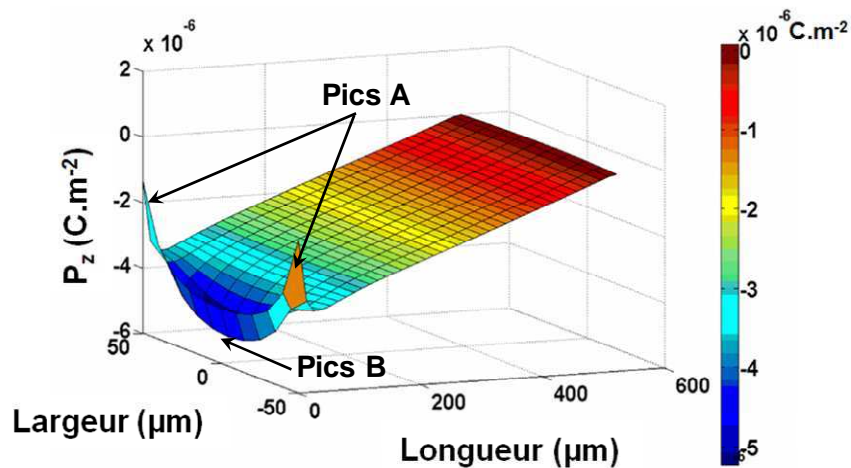


Figure III.6 : Distribution de la composante  $P_z$  de la polarisation piézoélectrique à la surface du GaN



Une première remarque concerne les variations de la polarisation le long de la largeur de la poutre. On constate qu'elles sont négligeables loin de l'encastrement. De plus, la polarisation varie linéairement sur la majeure partie de la longueur de poutre. Cette Figure montre aussi que, pour une force d'1  $\mu\text{N}$ , une polarisation piézoélectrique de l'ordre de quelques microcoulombs par unité de surface est générée à l'interface de l'hétérojonction côté GaN.

Près de l'encastrement, la distribution de cette polarisation adopte un comportement non linéaire. Des variations selon la largeur de la poutre peuvent ainsi être constatées. Les pics présents dans les coins de l'encastrement, indiqués comme pics A sur la Figure III.6, ne reposent que sur les valeurs de deux nœuds situés sur les frontières du modèle. Le niveau de confiance à accorder à ces résultats est donc relativement faible.

Par contre, la question est différente pour les pics observés à une dizaine de microns de l'encastrement (pics B dans la Figure III.6). L'amplitude maximale de ces pics atteint  $P_{z,MAX} = -5,1 \mu\text{C.m}^{-2}$ . Il est difficile de statuer sur les raisons de leur présence. Il s'agit en effet d'un phénomène classique rencontré dans la modélisation par éléments finis de structures suspendues. Au sein de la communauté des spécialistes du domaine, les avis divergent quant à leur origine. Il n'est toujours pas évident aujourd'hui qu'il s'agisse de phénomènes réels et observables. Pour notre part, nous estimons qu'il s'agit là d'un effet parasite dû à la méthode de modélisation de l'encastrement et non pas d'un effet mécanique réel. Les théories de la mécanique ne permettent effectivement pas d'expliquer des pics de cette ampleur dans ce genre de structure mécanique.

Du point de vue du modèle, nous avons de notre côté décidé de fixer les degrés de liberté de tous les nœuds de la section encastrée. Il s'agit là de la représentation la plus répandue et la plus communément admise. Cependant, d'autres équipes étudiant ce type de structure font le choix de ne fixer les degrés de liberté que d'une partie de ces nœuds voire d'en laisser certains libres pour l'ensemble des nœuds de la section encastrée. Les résultats obtenus par ces différentes méthodes ne permettent pas de conclure quant à celle qui serait la plus adaptée à la situation abordée dans ce chapitre. En revanche, il est établi qu'il ne s'agit que d'effets locaux. L'erreur générée est rapidement atténuée dans le modèle notamment grâce à la grande précision des éléments utilisés. Les résultats fournis restent donc valides en dépit de l'erreur locale due à l'encastrement. En conséquence, tous les modèles numériques développés au cours de cette thèse suivent la représentation faisant consensus.

Si l'on résume les résultats apportés par ce modèle, voici quelques conclusions importantes :

- *Linéarité élastique du capteur* : le capteur se comporte de manière linéaire pour des forces allant de  $1\ \mu\text{N}$  à  $10\ \mu\text{N}$ . Pour des forces plus élevées, il est nécessaire d'utiliser une approche en grandes déformations pour tenir compte des non linéarités élastiques qui apparaissent. Il est plus intéressant que le capteur soit linéaire pour la détection.
- *Linéarité de la réponse électromécanique* : la polarisation générée dans le capteur varie linéairement le long de la poutre. Elle est maximale près de l'encastrement. La polarisation est aussi proportionnelle à la force appliquée sur la poutre dans les limites de linéarité mécanique.
- *Composantes planaires de la polarisation* : l'allure des vecteurs du champ produit par la polarisation piézoélectrique démontre qu'il est pertinent d'en négliger ses composantes planaires.
- *Variations selon la largeur de la poutre* : la polarisation varie de manière négligeable selon la largeur de la poutre.
- *Comportement non linéaire près de l'encastrement* : le modèle numérique aboutit à des non linéarités importantes près de l'encastrement. Il est toutefois difficile de déterminer si ces phénomènes reflètent la réalité ou s'ils sont dus à des dérives du modèle numérique.

### III.2.1.3. Sensibilité électromécanique d'après le modèle numérique

Il est difficile de déterminer la sensibilité électromécanique à partir du modèle numérique. La méthode par éléments finis est basée sur l'interpolation de grandeurs physiques entre les différents nœuds de chaque élément puis entre les éléments eux-mêmes. Elle est donc par essence inadaptée à la description de discontinuités dans la distribution de grandeurs physiques.

Par exemple, les valeurs de polarisation indiquées par le modèle numérique à proximité de l'interface AlGaIn/GaN s'obtiennent par interpolation entre les éléments d'AlGaIn et les éléments de GaN. Il est donc difficile de faire confiance aux valeurs de polarisations indiquées par le modèle à proximité des interfaces. Mais ce n'est pas la seule complication qu'entraîne l'utilisation d'un modèle par éléments finis.

Il est assez difficile d'inclure un modèle du HEMT dans le modèle FEM déjà établi sous ANSYS<sup>TM</sup>. Tout d'abord, pour décrire l'ensemble du capteur, il faut faire appel à la mécanique, à l'électrostatique, à la physique des semiconducteurs et à la physique quantique. Peu de logiciels permettent un tel degré de pluridisciplinarité. ANSYS<sup>TM</sup> ne permet par exemple pas de prendre en compte la physique quantique. En revanche, un logiciel comme COMSOL Multiphysics<sup>TM</sup> utilise des modules permettant de modéliser tous ces aspects de la physique. Mais il se heurte à la seconde limitation : le problème des échelles de travail.

Inclure le HEMT dans un modèle électromécanique implique de décrire en même temps la mécanique à l'échelle millimétrique et la physique quantique à l'échelle micro- voire nanométrique. Il est extrêmement complexe d'élaborer un modèle qui puisse converger et fournir des résultats fiables dans ces conditions. C'est pourquoi il devient nécessaire de développer un modèle électromécanique analytique.

### III.2.2. Modèle analytique de la polarisation piézoélectrique

Compte tenu des dimensions de notre système, une approche reposant sur la théorie des poutres de Stephen Timoshenko est possible [Gere2001]. Il est tout de même nécessaire d'adapter cette théorie au cas des matériaux anisotropes. Procédons par étapes.

#### III.2.2.1. Hypothèse d'Euler-Bernoulli

La première hypothèse à formuler dans cette approche analytique est l'hypothèse d'Euler-Bernoulli. Il est possible d'en tenir compte lorsque les dimensions de la section d'une poutre sont faibles face à sa longueur et que l'on se situe en régime de petites déformations. La poutre AlGaIn/GaN/AlN est précisément dans ces conditions avec un rapport longueur/épaisseur de 160. L'hypothèse en question stipule que, lors de la déformation de la poutre, ses sections restent planes et perpendiculaires à la fibre neutre (voir Figure III.7). La modélisation des phénomènes de flexion d'une poutre encastrée-libre est alors simplifiée.

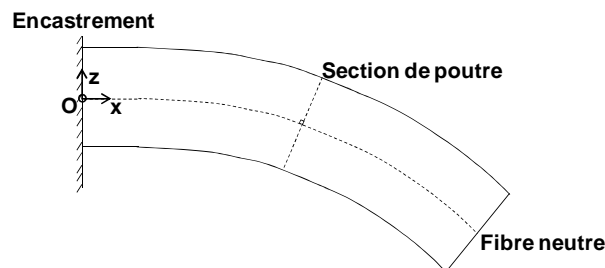


Figure III.7 : Représentation de la section d'une poutre en flexion dans l'hypothèse d'Euler-Bernoulli

#### III.2.2.2. Hypothèse de flexion simple

A partir de l'hypothèse d'Euler-Bernoulli, il est possible de déterminer la forme des moments et des efforts mécaniques présents dans la structure. Le modèle numérique a montré que les variations des phénomènes électromécaniques étaient négligeables selon la direction  $\vec{u}_y$  qui correspond à la largeur de poutre. Il est donc possible d'adapter des modèles de flexion 2D à la description de notre poutre et de négliger la dimension de la largeur.

Dans ce cas, l'hypothèse la plus simple à émettre pour une poutre encastrée-libre en flexion est l'hypothèse de flexion pure. Elle établit que seul un moment de flexion uniforme est présent. Cela signifie que les seules variations de contraintes se font dans l'épaisseur et non dans la longueur. Cette approche n'est pas valide si l'on se réfère aux résultats du modèle numérique.

L'hypothèse que nous avons adoptée est moins forte : la flexion simple. Il s'agit de considérer un moment de flexion  $M$  qui varie linéairement dans la direction  $\vec{u}_x$ . Un effort tranchant  $T$  qui dérive du moment de flexion  $M$  est donc aussi présent. Ces deux grandeurs s'écrivent en fonction de la force appliquée  $F$  et de la longueur de poutre  $L$  grâce à la formule qui suit :

$$\begin{aligned} M &= F(L - x) \\ T &= -F \end{aligned} \quad (\text{III.8})$$

Pour déterminer les contraintes résultantes, on ne prend en compte que deux composantes du tenseur correspondant. En effet, les hypothèses formulées jusqu'ici permettent d'établir que seule la composante normale  $T_{11}$  selon l'axe  $Ox$  est non négligeable. Il en va de même pour les composantes liées au cisaillement et seule la composante  $T_{13}$  est non nulle. Le tenseur de contraintes  $\mathbf{T}$  relatif à une poutre encastrée-libre en flexion simple a donc l'allure suivante :

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} T_{11} = \frac{zF(x-L)}{I} \\ T_{22} = 0 \\ T_{33} = 0 \\ T_{23} = 0 \\ T_{13} = -\frac{F}{2I} \left( \frac{h^2}{4} - z^2 \right) \\ T_{12} = 0 \end{bmatrix} \quad (\text{III.9})$$

$I$  est le moment quadratique de la section de la poutre. Dans le cas d'une poutre à section rectangulaire de largeur  $W$  et d'épaisseur  $h$ , il vient :

$$I = \frac{Wh^3}{12} \quad (\text{III.10})$$

Maintenant que nous avons pu déterminer la forme du tenseur de contraintes, il faut en déduire le tenseur de déformations  $\mathbf{S}$ . Dans le cas d'une poutre constitué d'un seul matériau, il suffirait d'utiliser la loi de Hooke. Malheureusement, nous sommes en présence de trois couches de propriétés mécaniques différentes. Pour accomplir cette étape, il est nécessaire d'introduire une nouvelle hypothèse.

### III.2.2.3. Hypothèse de la monocouche équivalente

Afin de contourner le problème posé par une poutre multicouche, il est possible de construire un modèle de poutre à une seule couche équivalente. Pour cela, on pondère les propriétés mécaniques de chaque couche par leur épaisseur. On obtient ainsi les propriétés

d'un matériau unique qui, en première approximation, possède la même rigidité que la poutre multicouche.

Cette hypothèse est rendue possible par la linéarité des propriétés élastiques. Elle sera donc source d'erreurs si l'on se retrouve en grandes déformations. Les coefficients  $\bar{c}_{ij}$  et  $\bar{s}_{ij}$  du matériau unique équivalent sont calculés grâce à la formule III.11. Les notations utilisées sont celles présentées en début de chapitre. Pour rappel,  $h_{NUC}$ ,  $h_{GaN}$  et  $h_{AlGaIn}$  représentent respectivement les épaisseurs des couches de nucléation, de GaN et d'AlGaIn.

$$\begin{aligned}\bar{c}_{ij} &= \frac{c_{ij,NUC}h_{NUC} + c_{ij,GaN}h_{GaN} + c_{ij,AlGaIn}h_{AlGaIn}}{h} \\ \bar{s}_{ij} &= \frac{s_{ij,NUC}h_{NUC} + s_{ij,GaN}h_{GaN} + s_{ij,AlGaIn}h_{AlGaIn}}{h}\end{aligned}\quad (III.11)$$

Grâce à cette hypothèse, il est désormais possible de déterminer le tenseur de déformations  $\mathbf{S}$  de la poutre en flexion simple. En utilisant la loi de Hooke généralisée aux matériaux anisotropes de la classe  $6mm$ , on obtient :

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} S_1 = \bar{s}_{11}T_1 \\ S_2 = \bar{s}_{12}T_1 \\ S_3 = \bar{s}_{13}T_1 \\ S_{23} = 0 \\ S_{13} = \bar{s}_{44}T_{13} \\ S_{12} = 0 \end{bmatrix} \quad (III.12)$$

#### III.2.2.4. Expression analytique de la polarisation piézoélectrique

Puisque nous considérons seulement l'effet piézoélectrique direct dans la poutre, on peut calculer le vecteur de polarisation piézoélectrique à partir du tenseur de déformation grâce à la matrice piézoélectrique  $\mathbf{e}$ .

$$\vec{P}_{PIEZ} = \begin{bmatrix} P_x = -e_{15}\bar{s}_{44} \frac{F}{2I} \left( \frac{h^2}{4} - z^2 \right) \\ P_y = 0 \\ P_z = Fz(x-L) \left[ \frac{e_{31}(\bar{s}_{11} + \bar{s}_{12}) + e_{33}\bar{s}_{13}}{I} \right] \end{bmatrix} \quad (III.13)$$

Les coefficients piézoélectriques à utiliser dépendent de la couche dans laquelle on calcule la polarisation. Ce modèle n'est donc pas valide pour la couche de nucléation amorphe. La courbe de la Figure III.8 représente les variations selon  $x$  de la composante  $P_z$  de la polarisation piézoélectrique à l'interface AlGaIn/GaN côté GaN et côté AlGaIn pour une

force de  $1 \mu\text{N}$ .  $P_z$  varie bien linéairement avec la force appliquée et avec sa position le long de l'axe  $Ox$ . Sa valeur est nulle en bout de poutre et son maximum est atteint à l'encastrement. On constate une nette discontinuité entre la polarisation côté AlGaN et côté GaN. Dans le GaN, la polarisation maximale est de  $-3,58 \mu\text{C.m}^{-2}$  contre  $-4,71 \mu\text{C.m}^{-2}$  dans l'AlGaN. La discontinuité correspond à un écart maximum de 32 % de la polarisation maximale du GaN.

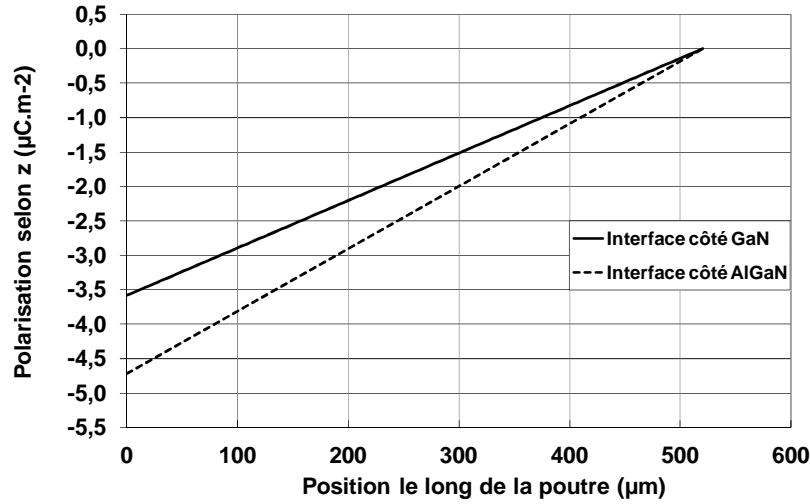


Figure III.8 : Variations de la polarisation selon  $z$  le long de la poutre à l'interface AlGaN/GaN

On peut remarquer qu'avec ce modèle, la polarisation piézoélectrique a une composante dans le plan  $P_x$  non nulle en plus de sa composante verticale. Cette contribution est la conséquence de l'effort tranchant  $T$ . Elle ne dépend donc pas de la position considérée le long de la poutre et ne varie que dans l'épaisseur pour devenir nulle à la surface de la poutre. En revanche, elle est maximale pour  $z = 0$ . Auquel cas on a  $P_{x,MAX} = -0,019 \mu\text{C.m}^{-2}$ . Il y a donc deux ordres de grandeur d'écart entre les valeurs maximales de cette composante et les valeurs maximales de  $P_z$ . Il est donc raisonnable de négliger cette contribution dans la suite de notre étude. Nous noterons donc désormais  $P_z$  la polarisation piézoélectrique générée dans l'hétérostructure par l'application de la force  $F$ .

### III.2.2.5. Sensibilité électromécanique du capteur de déformation

Il est temps d'introduire le paramètre  $K_{MAT}$ . Ce paramètre correspond à l'ensemble des constantes liées aux matériaux et à la géométrie de la poutre telles qu'elles apparaissent dans l'expression de  $P_z$ . Ainsi, il vient :

$$K_{MAT} = \left[ \frac{e_{31}(\bar{s}_{11} + \bar{s}_{12}) + e_{33}\bar{s}_{13}}{I} \right] \quad (\text{III.14})$$

$$K_{AlGaN} < K_{GaN} < 0$$

Nous utilisons cette constante avant tout pour alléger les écritures. Elle s'exprime en  $C.N^{-1}.m^{-4}$  et est toujours négative pour l'AlGaN comme pour le GaN. On peut dès lors exprimer la densité surfacique de charge piézoélectrique à l'interface de l'hétérostructure comme suit :

$$\sigma_{POL}(F, x) = F \left( \frac{h}{2} - h_{AlGaN} \right) (x - L) (K_{GaN} - K_{AlGaN}) \quad (III.15)$$

Si la force est dirigée vers le bas,  $\sigma_{POL}$  est positif. De plus, on peut négliger le terme  $h_{AlGaN}$  devant  $h/2$ . La sensibilité électromécanique  $S_{EM}$  de la poutre AlGaN/GaN/AlN est alors :

$$S_{EM}(x) = \frac{h(L - x)(K_{GaN} - K_{AlGaN})}{2} \quad (III.16)$$

La sensibilité électromécanique maximale est obtenue pour  $x = 0$ . Et alors  $S_{EM,MAX} = 1,10 \mu C.m^{-2}.\mu N^{-1}$ . Il faudrait donc une force de l'ordre de 10 mN pour que les charges générées piézoélectriquement soient comparables aux polarisations spontanées du GaN et de l'AlGaN. Or nous avons vu que de telles forces entraînent des déformations non linéaires dans la structure de détection. Il s'agit là d'un résultat d'importance : le signal utile lié aux contraintes mécaniques externes est de plusieurs ordres de grandeurs inférieur aux autres contributions intrinsèques aux matériaux.

Maintenant que nous avons pu établir et exploiter le modèle analytique des effets piézoélectriques, il est temps de le comparer au modèle numérique afin de prouver la validité des différentes hypothèses mises à contribution.

### III.2.3. Comparaison des résultats obtenus avec les deux modèles

Le point de comparaison le plus évident pour les deux modèles est la sensibilité électromécanique à l'interface. Or nous avons vu que cette sensibilité ne pouvait être calculée de manière fiable dans le cas du modèle numérique. Pour contourner cet écueil, nous avons remplacé la couche d'AlGaN par du GaN dans le modèle numérique. Du fait des propriétés proches et de la très faible épaisseur de l'AlGaN, cette substitution n'a pas d'incidence sur la mécanique de la structure. Il supprime par contre la discontinuité des propriétés piézoélectriques à l'interface. On peut de cette manière déterminer la polarisation piézoélectrique générée dans le GaN à la position où devrait se trouver l'interface, à savoir  $z = h - h_{AlGaN}$ . Cette dernière est ensuite comparée à la polarisation fournie par le modèle analytique. Les deux courbes obtenues sont présentées en Figure III.9.

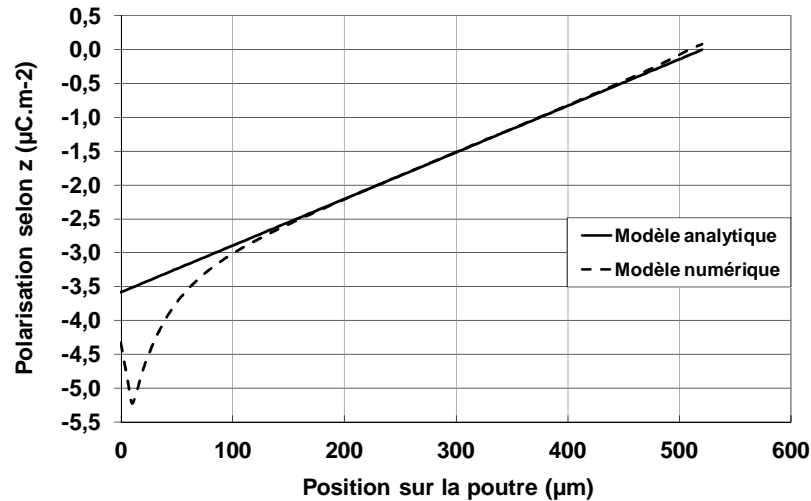
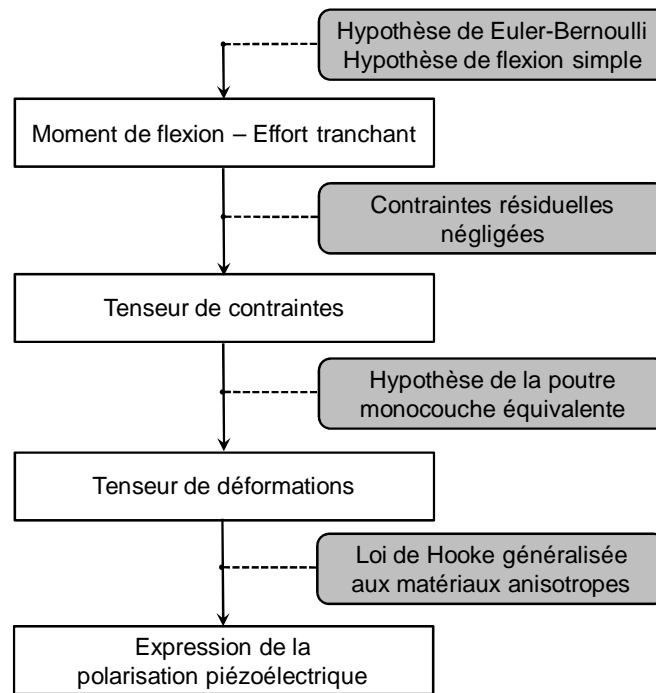


Figure III.9 : Comparaison de la polarisation obtenue dans le GaN pour chacun des modèles

Les pics présents dans la région d'encastrement pour le modèle numérique n'apparaissent pas dans le modèle analytique. Cela semble confirmer qu'il existe une différence entre la manière de décrire l'encastrement dans ANSYS<sup>TM</sup> et dans la théorie des poutres. Jusqu'à 100 μm de l'encastrement, l'écart entre les deux modèles dépassent 25 %. Il est aussi possible de constater un accroissement de l'écart en bout de poutre. Cela est principalement dû la déformation locale créé aux points d'application de la force  $\vec{F}$ . Ce phénomène n'est pas du tout pris en compte dans le modèle analytique car il s'agit d'un phénomène mineur d'amplitude négligeable à l'échelle du système.

Par contre, une fois l'erreur liée à l'encastrement résorbée dans le modèle numérique, les deux modèles coïncident d'une excellent manière : il y a moins de 5 % d'écart entre les modèles de la position  $x = 100 \mu\text{m}$  à la position  $x = 520 \mu\text{m}$ . Le modèle numérique est un modèle 3D plus complet et plus proche de la réalité que le modèle analytique. Une telle adéquation entre les grandeurs fournies par chacun d'eux nous autorise à valider les hypothèses du modèle électromécanique. La Figure III.10 résume la démarche entreprise dans ce travail de modélisation électromécanique et les interactions entre modèles numérique et analytique.





**Figure III.10 : Etapes de modélisation de la polarisation piézoélectrique générée dans le capteur**

Nous allons maintenant tenter de comprendre de quelle manière la polarisation piézoélectrique peut influencer sur le signal du HEMT. Pour cela, nous allons coupler le modèle électromécanique avec celui du HEMT classique. Cette approche présente certaines difficultés nouvelles que nous allons aborder.

### III.3. Modélisation du HEMT de détection

La modélisation du HEMT de détection comporte deux étapes principales. Premièrement, nous déterminerons l'expression de la densité  $n_s$  du gaz d'électrons en fonction des paramètres du système. Puis nous ferons de même avec le courant de drain  $I_d$  en fonction de  $n_s$  et des paramètres contrôlant le HEMT. Nous rappelons par la Figure III.11 le diagramme de bandes du HEMT afin de faciliter la lecture des différentes étapes du modèle. Nous ne présentons ici que les étapes principales de la modélisation. L'intégralité des calculs réalisés est disponible en Annexe A.

L'approche décrite s'inspire en partie des modèles établis pour les HEMT AlGaAs/GaAs [Math2009] et de modèles pour les HEMTs de puissance et de haute fréquence [Vell2003] [Jard2008].

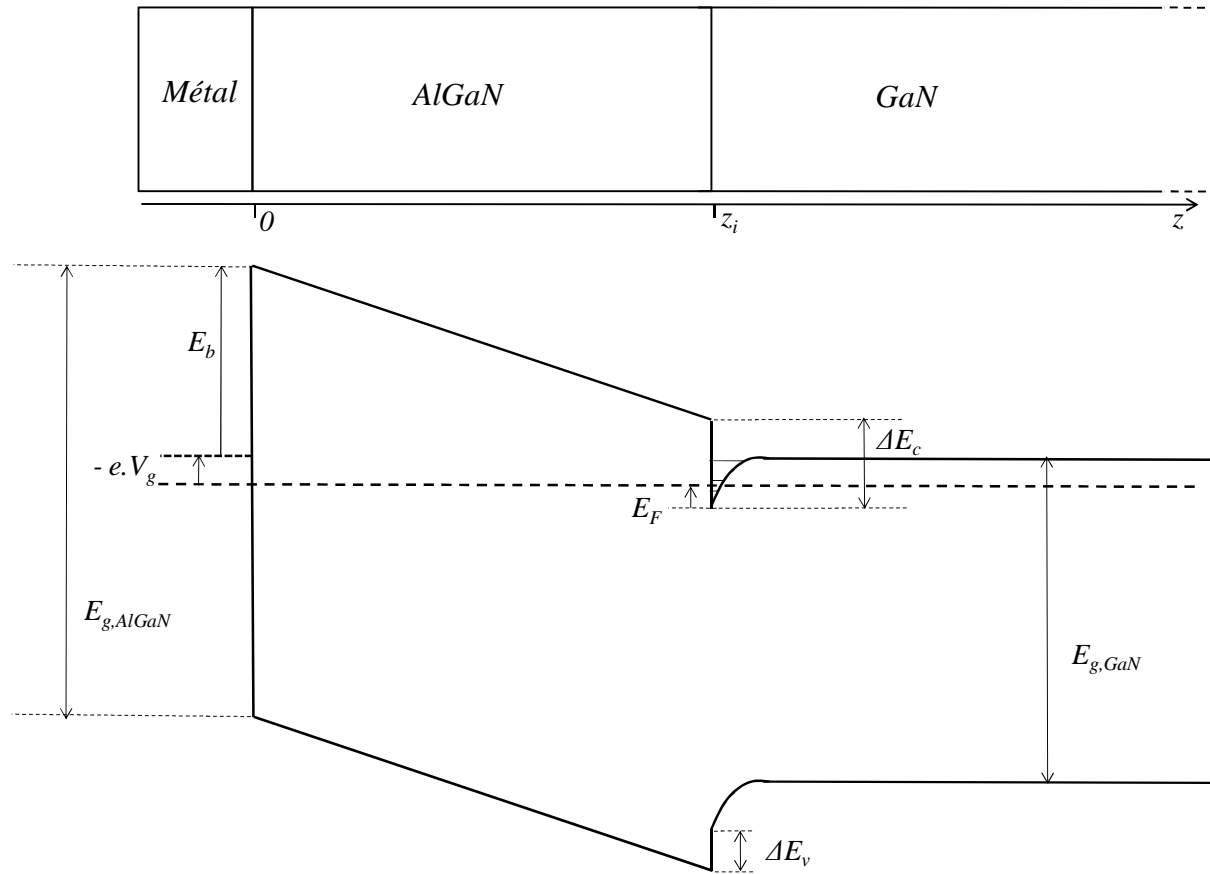


Figure III.11 : Diagramme de bandes d'un HEMT à base d'hétérostructure AlGaN/GaN

### III.3.1. Densité $n_s$ du gaz d'électrons bidimensionnel

Pour déterminer l'expression de  $n_s$ , il faut résoudre une problématique où les équations de l'électrostatique et l'équation de Schrödinger de la physique quantique sont couplées. Pour commencer, nous allons établir la relation entre  $n_s$  et le paramètre de bande  $E_F$ . Dans notre approche,  $E_F$  n'est pas à proprement parler le niveau de Fermi de l'hétérostructure. Il s'agit plutôt de la différence d'énergie entre le fond du puits quantique et le niveau de Fermi. Il contient donc tous les effets quantiques se produisant dans le puits. Pour obtenir la relation  $n_s(E_F, V_g)$ , il convient de résoudre certaines équations de l'électrostatique pour ce système. Mais avant cela, il est nécessaire de modifier légèrement le modèle électromécanique.

#### III.3.1.1. Modèle électromécanique pour le HEMT de détection

Afin d'exploiter le modèle électromécanique établi, il faut d'abord changer de repère afin de l'adapter à la physique des semiconducteurs. Dans ce cadre, il est habituel d'utiliser un repère que nous nommons en conséquence repère semiconducteur. Dans ce dernier, l'axe  $Oz$  de vecteur unitaire  $\vec{u}_z$  est dirigé de la surface de l'hétérostructure vers le substrat. L'origine  $O$  est alors placée à la surface de la zone active. Dans notre cas, l'origine sera placée à la surface de la couche d'AlGaN dans le plan d'encastrement. Les autres axes suivent le repère électromécanique décrit au début de ce chapitre. Nous notons  $z_i$  la position de l'interface AlGaN/GaN dans ce nouveau repère.

Les expressions de la polarisation spontanée ainsi que de la densité de charge générée à l'interface doivent alors être mises en accord avec le nouveau repère. Soit  $Z$  la coordonnée verticale selon le repère électromécanique et  $z$  celle selon le repère semiconducteur. Il vient :

$$Z = \frac{h}{2} - z \quad (\text{III.17})$$

La polarisation piézoélectrique s'écrit alors :

$$P_{z,MAT}(F, x, z) = FK_{MAT}(x - L) \left( \frac{h}{2} - z \right) \quad (\text{III.18})$$

On peut vérifier de manière simple si cette expression est équivalente dans les deux repères en étudiant son signe. Nous savons que  $\vec{P}_{PIEZ}$  est dirigée vers le bas dans la partie supérieure de la poutre. Dans le nouveau repère, sa composante  $P_z$  est donc supposée être positive pour  $z < h/2$ . De plus,  $\vec{F}$  étant aussi dirigée vers le bas, le paramètre  $F$  est aussi positif dans le repère semiconducteur. L'expression III.18 donne bien  $P_z$  positif.

Puisque le vecteur unitaire  $\vec{u}_z$  a changé de sens, il convient de modifier l'expression de la densité  $\sigma_{POL}$  établie précédemment. Nous rappelons son expression ci-dessous.

$$\sigma_{POL} = \vec{P}_{PIEZ, GaN} \vec{n}_{GaN} + \vec{P}_{PIEZ, AlGaN} \vec{n}_{AlGaN} \quad (\text{III.19})$$

Dans le nouveau repère, le calcul amène :

$$\sigma_{POL} = P_{z,AlGaN}(z_i) - P_{z,GaN}(z_i) \quad (III.20)$$

La formule III.20 est équivalente à la formule III.5 puisque le signe des composantes  $P_z$  a changé dans le repère semiconducteur. Ainsi, la quantité  $\sigma_{POL}$  est toujours positive quelle que soit le repère utilisé. De plus notons que  $z_i = h_{AlGaN}$  est négligeable devant  $h/2$ . Si l'on développe l'expression III.20 avec celle de  $P_z$ , on arrive à la formule suivante :

$$\sigma_{POL}(F, x, z_i) = \frac{F(x-L)h(K_{AlGaN} - K_{GaN})}{2} \quad (III.21)$$

### III.3.1.2. Effets des polarisations piézoélectriques et spontanées

La distribution de dipôles représentée par  $\vec{P}_{PIEZ}$  peut être représentée par une densité de charge surfacique  $\sigma = \vec{P} \cdot \vec{n}$  et une densité de charge volumique  $\rho = -\text{div} \vec{P}$ . La densité surfacique générée à l'interface a déjà été déterminée. Dans notre situation, la densité volumique présente dans chaque couche s'écrit :

$$\rho_{MAT} = -\frac{\partial P_x}{\partial x} - \frac{\partial P_y}{\partial y} - \frac{\partial P_z}{\partial z} = -\frac{\partial P_z}{\partial z} \quad (III.22)$$

En utilisant l'expression de la polarisation dans le repère semiconducteur, il vient :

$$\rho_{MAT}(F, x) = FK_{MAT}(x-L) \quad (III.23)$$

Cette densité volumique est donc constante dans l'épaisseur de chacune des couches et présente logiquement une discontinuité à l'interface AlGaN/GaN. Elle varie par contre le long de la poutre et donc le long du canal du HEMT. On constate que, d'un point de vue formel, cette densité agit comme un dopage variant linéairement le long du canal.

En revanche, les polarisations piézoélectriques sont uniformes. Elles ne génèrent donc aucune densité de charge volumique mais participent à la densité de charge interfacique. Il est important de se souvenir que dans le nouveau repère, les polarisations spontanées devraient aussi changer de signe par rapport aux valeurs proposées dans le Chapitre II. En effet, ces dernières étaient représentées dans le repère du cristal. Par commodité et pour éviter les erreurs de signes, nous appelons les polarisations spontanées  $P_{sp}$  et ces valeurs correspondent à celles décrites au Chapitre II.

La densité de charge  $\sigma_{sp}$  générée à l'interface par les polarisations spontanées du GaN et de l'AlGaN se calcule de la même manière que  $\sigma_{POL}$ . Elle obéit donc à la formule suivante :

$$\sigma_{sp} = P_{sp,GaN} - P_{sp,AlGaN} \quad (III.24)$$

Cette quantité est donc positive. On peut résumer l'influence des phénomènes piézoélectriques par la densité volumique  $\rho_{MAT}$  et par la quantité  $\sigma_{AlGaN/GaN}$  qui correspond à la densité surfacique de charge totale générée à l'interface de l'hétérostructure.  $\sigma_{AlGaN/GaN}$  suit l'expression suivante :

$$\sigma_{AlGaN/GaN}(F, x) = \sigma_{sp} + \frac{F(K_{AlGaN} - K_{GaN})(x - L)h}{2} \quad (III.25)$$

### III.3.1.3. Résolution électrostatique : relation $n_s(E_F, V_g)$

Du point de vue électrostatique, la densité  $n_s$  est située dans la couche de GaN et participe ainsi au champ électrique qui y est présent. Pour faire apparaître son lien avec les paramètres du système, il est nécessaire d'étudier le champ électrique à proximité de l'interface pour chacune des couches de l'hétérostructure. Ayant identifié les différentes quantités électrostatiques en présence, il est désormais possible de résoudre l'équation de Poisson pour ce système. En physique des semiconducteurs, l'équation de Poisson s'écrit comme suit :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -\frac{\partial E_x}{\partial x} - \frac{\partial E_y}{\partial y} - \frac{\partial E_z}{\partial z} = -\frac{\rho(x, y, z)}{\epsilon_{MAT}} \quad (III.26)$$

Où  $\rho$  représente la densité volumique de charge du milieu de constante diélectrique  $\epsilon_{MAT}$  doté d'un potentiel électrique  $V$ . La géométrie des transistors HEMT, à l'instar des MOSFETs, permet de négliger le terme en  $y$  dans l'équation. De plus, la composante selon  $\vec{u}_x$  du champ électrique repose essentiellement sur le champ généré par la tension de drain  $V_d$  puisque l'on a prouvé que l'on pouvait négliger les composantes planaires des polarisations piézoélectriques. Or les variations de ce champ sont négligeables par rapport à celles du champ vertical dans l'épaisseur de la structure. Le terme en  $x$  est en conséquence supposé nul. Pour finir, la seule densité volumique présente est essentiellement celle produite par la polarisation piézoélectrique c'est-à-dire  $\rho_{MAT}$ . En effet, les matériaux ne sont pas dopés et tout dopage non intentionnel est négligé pour les besoins de cette modélisation.

Ainsi l'équation de Poisson se ramène à l'équation à une dimension ci-dessous :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -\frac{FK_{MAT}(x - L)}{\epsilon_{MAT}} \quad (III.27)$$

Dans la suite, la valeur du potentiel à la position  $z$  sera notée  $V(z) = V_z$  et celle du champ électrique à la position  $z$  d'une couche donnée  $E_{MAT}(z)$ .

#### III.3.1.3.1. Equation de Poisson dans l'AlGaN

Dans la couche d'AlGaN d'épaisseur  $h_{AlGaN}$ , l'équation III.27 devient :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -\frac{FK_{AlGaN}(x - L)}{\epsilon_{AlGaN}} \quad (III.28)$$

Par intégration successives et en introduisant le champ électrique à l'interface côté AlGaN, on obtient l'égalité suivante pour le potentiel dans la couche d'AlGaN :

$$V_0 - V_{z_i} = -\frac{FK_{AlGaN}(x-L)h_{AlGaN}^2}{2\epsilon_{AlGaN}} + E_{AlGaN}(z_i) \cdot h_{AlGaN} \quad (III.29)$$

Le potentiel est lié à l'énergie de conduction du semiconducteur. La quantité  $V_0 - V_{z_i}$  peut donc s'écrire en fonction des énergies de conduction comme suit :

$$V_0 - V_{z_i} = -\frac{E_{c,AlGaN}(0) - E_{c,AlGaN}(z_i)}{e} \quad (III.30)$$

$e$  représente ici la charge de l'électron. En utilisant le diagramme de bandes, il est possible d'obtenir l'expression de ces énergies de conduction. Elles s'expriment en fonction des paramètres de l'hétérostructure et de l'énergie de conduction dans le GaN, comme on le voit dans les formules ci-après :

$$E_{c,AlGaN}(0) = E_{c,GaN}(z_i) + E_F - eV_g + E_b \quad (III.31)$$

$$E_{c,AlGaN}(z_i) = E_{c,GaN}(z_i) + \Delta E_c \quad (III.32)$$

En comparant les deux expressions de  $V_0 - V_{z_i}$ , on parvient à l'expression du champ électrique à l'interface côté AlGaN qui apparaît dans l'égalité III.30.

$$E_{AlGaN}(z_i) = \frac{1}{h_{AlGaN}} \left[ V_g - \frac{E_F}{e} - \left( \frac{E_b}{e} - \frac{\Delta E_c}{e} \right) + \frac{FK_{AlGaN}(x-L)h_{AlGaN}^2}{2\epsilon_{AlGaN}} \right] \quad (III.33)$$

### III.3.1.3.2. Théorème de Gauss dans le GaN

Notre but est ici de déterminer l'expression du champ électrique à l'interface côté GaN et de faire apparaître son lien avec la quantité  $n_s$ . Pour cela nous allons utiliser le théorème de Gauss dans le GaN. Ce dernier permet de relier la charge totale  $Q_{TOT}$  contenue dans une surface fermée  $C$  au champ électrique. Dans le cas du GaN, il s'écrit comme suit :

$$\oint_C \vec{E}_{GaN}(z) \cdot \vec{n}_1(z) \cdot dS = \frac{Q_{TOT}}{\epsilon_{GaN}} \quad (III.34)$$

Il convient de bien choisir la surface considérée. Dans le cas des HEMTs de puissance, on utilise un cylindre de surface unitaire allant de l'interface vers le substrat. La seule charge présente est celle du 2DEG car il n'y a aucune densité volumique de charge due aux effets piézoélectriques. Dans le cas du HEMT de détection, il est nécessaire de trouver une condition limite à cause de la densité  $\rho_{GaN}$ .

Nous avons fait le choix de considérer un cylindre de surface unitaire s'étendant de l'interface à la fibre neutre. En effet, nous savons que les contraintes mécaniques s'annulent au niveau de la fibre neutre et de fait, le champ électrique aussi. Un tel cylindre à une hauteur égale à  $h/2 - h_{AlGaN}$ . Comme l'épaisseur d'AlGaN est négligeable face aux dimensions de la poutre, on peut estimer que la hauteur du cylindre est  $h/2$ . Cette méthode nous a permis

d'établir l'expression de la densité du gaz d'électrons en fonction du champ électrique à l'interface côté GaN et de la contribution due à la densité volumique de charge piézoélectrique :

$$en_s = \varepsilon_{GaN} E_{GaN}(z_i) + \frac{FK_{GaN}(x-L)h}{2} \quad (III.35)$$

#### III.3.1.3.3. Relations de passage à l'interface AlGaN/GaN

La dernière étape consiste à mettre en relation l'expression III.33 contenant les paramètres du système avec l'expression de la densité du gaz d'électrons de la formule III.35. Pour cela nous allons mettre à contribution la relation de passage d'une interface chargée qui permet d'exprimer entre eux les champs électriques de chaque côté de l'interface AlGaN/GaN. Cette relation de passage est la suivante :

$$\varepsilon_{GaN} E_{GaN}(z_i) = \varepsilon_{AlGaN} E_{AlGaN}(z_i) + \sigma_{AlGaN/GaN} \quad (III.36)$$

#### III.3.1.3.4. Relation $n_s(E_F, V_g)$

Grâce à la relation III.36, nous pouvons déterminer l'expression de la densité du gaz d'électrons en fonction de l'énergie  $E_F$ , des effets piézoélectriques et des paramètres propres au système :

$$\begin{aligned} n_s(x, F, E_F, V_g) &= \frac{C_0}{e} \left( V_g - V_t + \frac{\sigma_d(F, x)}{C_0} - \frac{E_F}{e} \right) \\ C_0 &= \frac{\varepsilon_{AlGaN}}{h_{AlGaN}} \\ V_t &= \frac{E_b}{e} - \frac{\Delta E_c}{e} - \frac{\sigma_{sp}}{C_0} \\ \sigma_d(F, x) &= \frac{FK_{AlGaN}(x-L)h}{2} > 0 \end{aligned} \quad (III.37)$$

Nous introduisons ici de nouvelles constantes afin de mettre en exergue le formalisme propre aux dispositifs microélectroniques. Ainsi,  $C_0$  représente la capacité surfacique de la couche d'AlGaN.  $V_t$  représente la tension de seuil du HEMT. Elle ne dépend pas des effets quantiques.  $V_t$  est composé du potentiel de la barrière Schottky, du potentiel issu de la différence d'énergie de conduction de l'hétérostructure et du potentiel créé par les polarisations spontanées. Ces grandeurs ont en commun de ne dépendre ni des effets quantiques ni des contraintes exercées sur le capteur. Il s'agit donc de constantes de fonctionnement du HEMT de détection.

Le paramètre  $\sigma_d$  représente la part de la densité de charge du 2DEG provoqué par l'application d'une force au bout de la poutre AlGaN/GaN/AlN. Ce paramètre est positif si la force appliquée est dirigée vers le bas. Il est intéressant de noter que seules les propriétés de l'AlGaN contrôlent ce paramètre. Il en va de même pour  $C_0$ . La qualité de la couche d'AlGaN est donc critique pour de bonnes performances de ce capteur. En réalité, la contribution du

GaN au niveau de l'interface s'équilibre avec les charges générées dans son volume. Alors que du fait de la très faible épaisseur de la couche d'AlGaN, les charges liées à son volume sont négligeables face à celles générées à l'interface. Cela apparaît très clairement dans les calculs. Pour plus de précisions, ils sont développés en Annexe A.

En conclusion,  $\sigma_d$  correspond à la densité de charge surfacique provoquée par la polarisation piézoélectrique à l'interface côté AlGaN. C'est en effet la seule contribution non négligeable qui ne soit pas compensée par un autre phénomène piézoélectrique. D'un point de vue formel, elle se comporte comme une variation de la tension de seuil proportionnelle à la force exercée sur la poutre.

Pour mieux représenter les dépendances du potentiel lié aux effets piézoélectriques nous allons introduire la constante élargie  $K$  tel que :

$$\frac{\sigma_d(F, x)}{C_0} = FK(x - L) \quad (III.38)$$

$$K = \frac{K_{AlGaN} h}{2C_0}$$

Nous résumons les différentes étapes de la résolution des équations de l'électrostatique dans la Figure III.12. La prochaine étape de la modélisation du HEMT va consister à déterminer l'expression de l'énergie  $E_F$  en fonction des paramètres du puits quantique présent à l'interface de l'hétérojonction. A cette fin, il faut résoudre l'équation de Schrödinger pour notre système.

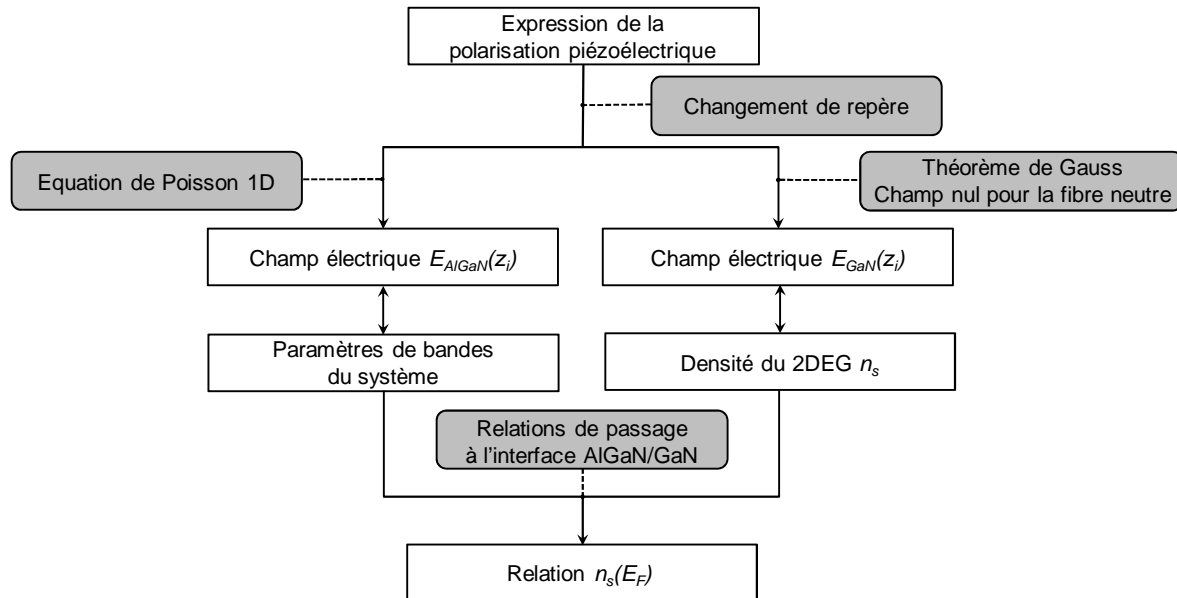


Figure III.12 : Etapes de modélisation du comportement électrostatique du capteur



### III.3.1.4. Modélisation des effets quantiques dans le HEMT de détection

Le puits de potentiel créé à l'interface de l'hétérostructure confine les électrons dans la couche de GaN sur une épaisseur de quelques nanomètres. Ils forment alors un gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG). L'utilisation des densités d'états tridimensionnelles auxquelles on a traditionnellement recours en physique des semiconducteurs ne suffit plus à décrire le comportement des porteurs. L'équation de Schrödinger, lorsqu'elle est appliquée à ce cas de figure, montre que les électrons se répartissent dans des sous-bandes d'énergie  $E$ .

$$E = E_{c,GaN}(z_i) + E_i + \frac{\hbar^2}{2m_e} (k_y^2 + k_z^2) \quad (\text{III.39})$$

Où  $\hbar$  est la constante de Planck réduite,  $m_e$  est la masse effective des électrons dans le GaN et les coefficients  $k_i$  représentent les nombres d'ondes des électrons suivant la direction de l'espace  $i$ .  $E_i$  est l'énergie du bas de chaque sous-bande. Dans ces sous-bandes, la densité d'états est constante et donnée par :

$$g(E) = \frac{m_e}{\pi \hbar^2} \quad (\text{III.40})$$

#### III.3.1.4.1. Approximation du potentiel triangulaire

Dans un matériau possédant un dopage résiduel de type n, les électrons qui s'accumulent à une interface y neutralisent les ions donneurs. Les charges liées aux ions accepteurs prédominent et se distribuent de manière homogène près de l'interface en question. Ils produisent alors un potentiel semblable à un potentiel de déplétion et donc proportionnel à la densité d'ions accepteurs. Le potentiel au voisinage de l'interface est donc constitué de ce potentiel et du potentiel créé par la charge d'accumulation. La bande de conduction se courbe alors vers les plus basses énergies.

Dans le cas d'une hétérostructure AlGaIn/GaN non intentionnellement dopée, le potentiel lié aux ions accepteurs est négligeable face au potentiel d'accumulation. On peut alors considérer qu'il s'agit de la seule contribution au potentiel total au voisinage de l'interface. Auquel cas, ce potentiel varie linéairement dans cette région. Il s'agit de l'approximation du potentiel triangulaire. Ce dernier respecte la formule suivante :

$$V(z) = e \cdot E_{eff} \cdot z \quad (\text{III.41})$$

Le terme  $E_{eff}$  est le champ électrique effectif au voisinage de l'interface. Dans le cas qui nous intéresse, il s'exprimera en fonction de la densité du gaz d'électron. En effet, la charge d'accumulation est la charge contenue dans le 2DEG.  $E_{eff}$  prend ainsi la forme qui suit :

$$E_{eff} = \frac{e \cdot n_s}{2\epsilon_{GaN}} \quad (\text{III.42})$$

Dans l'approximation du potentiel triangulaire, les énergies du bas de chaque sous-bande  $E_i$  sont alors déterminées par l'expression suivante :

$$E_i = \gamma_i \cdot n_s^{2/3}$$

$$\gamma_i = \left( \frac{\hbar^2}{2m_e} \right)^{1/3} \left( \frac{e^2 3\pi}{4\epsilon_{\text{GaN}}} \left( i + \frac{3}{4} \right) \right) \quad (\text{III.43})$$

Dans chacune des sous-bandes occupées par des porteurs, leur densité est donnée par :

$$n_i = \int_{E_i}^{\infty} g(E) f(E) dE \quad f(E) = \left[ 1 + \exp\left( \frac{E - E_F}{kT} \right) \right]^{-1} \quad (\text{III.44})$$

La fonction  $g(E)$  qui représente la densité d'états est donnée par III.40. La fonction  $f(E)$  est la fonction de Fermi qui fournit la probabilité d'occupation d'un niveau d'énergie  $E$  pour un électron à la température  $T$  dans le puits quantique. Notons que  $E_F$  tel qu'il apparaît ici est bien la même énergie que celle indiquée dans le diagramme de bandes.

Lorsque l'on décrit la distribution de porteurs dans des états d'énergie quantifiés, l'origine des énergies correspond à l'énergie la plus petite que peut posséder ce porteur. Auquel cas, la différence  $E - E_F$  incarne la différence entre l'énergie d'un électron et le niveau de Fermi. Dans le cas du puits quantique, l'énergie minimale d'un électron du 2DEG est l'énergie de conduction  $E_{c,\text{GaN}}(z_i)$  par définition. Si les énergies  $E$  suivent la formule III.39, alors le terme  $E_F$  de la fonction de Fermi doit être compté à partir du bas de la bande de conduction. C'est bien le cas de la grandeur  $E_F$  telle qu'elle est définie. En utilisant l'expression III.43, on obtient :

$$n_i = \frac{m_e}{\pi \hbar^2} kT \ln \left( 1 + \exp\left( \frac{E_F - E_i}{kT} \right) \right) \quad (\text{III.45})$$

La densité totale d'électrons présente dans la zone d'accumulation est égale à la somme des densités dans chacune des sous-bandes. Toutefois, en pratique seuls les deux premiers niveaux  $E_0$  et  $E_1$  peuvent être peuplés de porteurs. On obtient donc pour la densité du gaz d'électrons :

$$n_s = \frac{m_e}{\pi \hbar^2} kT \ln \left[ \left( 1 + \exp\left( \frac{E_F - E_0}{kT} \right) \right) \left( 1 + \exp\left( \frac{E_F - E_1}{kT} \right) \right) \right] \quad (\text{III.46})$$

#### III.3.1.4.2. Régime de forte inversion : relation $n_s(V_g)$

Afin de tenir compte des effets quantiques dans le gaz d'électrons, nous comparons les expressions III.37 et III.46. Le système obtenu n'est normalement pas soluble analytiquement. Il faut alors utiliser une résolution auto-cohérente de l'équation. Cependant il est possible d'obtenir des approximations tout à fait satisfaisantes en se plaçant dans deux régimes spécifiques : le régime de faible inversion et le régime de forte inversion. Nous n'exposerons

que les solutions amenées par le régime de forte inversion. Néanmoins, le régime de faible inversion est abordé en Annexe A.

Le régime de forte inversion est obtenu lorsque les tensions contrôlant le HEMT, notamment la tension de grille, sont suffisantes pour que le niveau de Fermi se situe au dessus de la sous-bande d'énergie  $E_I$ . Dans cette situation, les termes exponentiels de l'équation III.46 deviennent grands devant 1. On simplifie l'expression de la densité  $n_s$  qui devient :

$$n_s = \frac{m_e}{\pi \hbar^2} (2E_F - E_0 - E_I) \quad (\text{III.47})$$

On peut alors expliciter le terme  $E_F$ . En utilisant les expressions des énergies de sous-bandes données par III.43, il vient :

$$E_F = \frac{\gamma_0 + \gamma_I}{2} n_s^{2/3} + \frac{\pi \hbar^2}{2m_e} n_s \quad (\text{III.48})$$

On peut finalement développer  $E_F$  dans la relation  $n_s(E_F, V_g)$  fournit par l'approche électrostatique. La relation finale  $n_s(V_g)$  indique que la densité du gaz d'électrons en régime de forte inversion suit une loi linéaire par rapport à la tension de grille :

$$n_s(V_g, F, x) = \beta \left( V_g - V_t + \frac{\sigma_d(F, x)}{C_0} \right) \quad (\text{III.49})$$

Il est important d'insister sur le fait que ce modèle ne serait pas valide pour de faibles tensions de grille et a fortiori pour des tensions de grille proches de la tension de seuil. Mais, tant que cette condition est respectée, la constante  $\beta$  témoignera de l'influence des effets quantiques à l'interface AlGaIn/GaN.

$$\beta = \frac{2\epsilon_{\text{AlGaIn}} e m_e}{2e^2 \hbar_{\text{AlGaIn}} m_e + \epsilon_{\text{AlGaIn}} \pi \hbar^2} \quad (\text{III.50})$$

La Figure III.13 résume les étapes de la modélisation permettant d'aboutir à ce résultat.

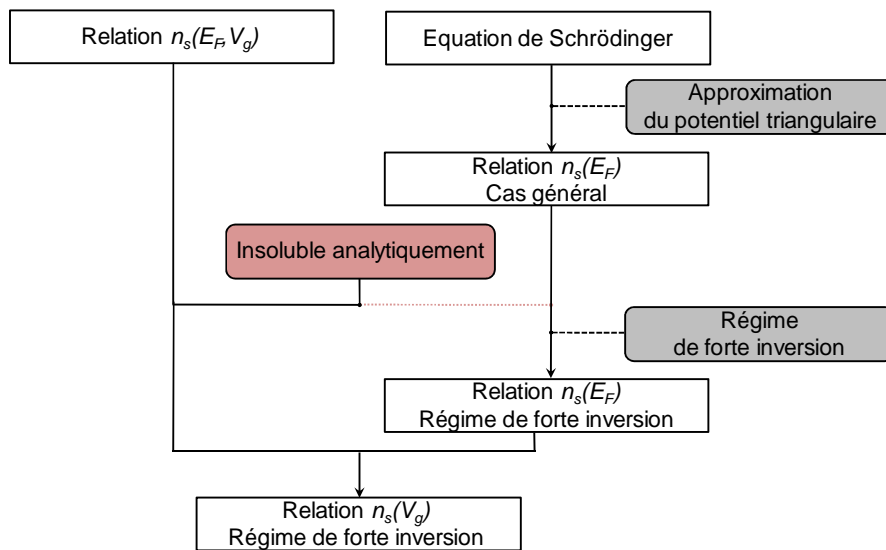


Figure III.13 : Etapes de modélisation des effets quantiques dans le capteur

### III.3.2. Courant de drain $I_d$ en sortie du HEMT

La seconde étape principale de la modélisation du capteur consiste à déterminer l'expression du courant de drain  $I_d$  à partir de la densité du 2DEG établie dans la partie III.3.1. Nous proposerons deux expressions du courant de drain : l'une valable en régime ohmique et l'autre valable en régime de saturation. Cette étape permet d'introduire l'influence de la tension de drain  $V_d$  et des propriétés semiconductrices des matériaux III-N composant le capteur.

#### III.3.2.1. Tension de drain $V_d$

La polarisation du drain entraîne l'apparition d'un courant de porteurs le long du canal constitué du gaz d'électrons bidimensionnel. Le potentiel de drain  $V$  appliqué sur les porteurs se distribue longitudinalement entre la source et le drain où il vaut respectivement 0 et  $V_d$ . La densité du 2DEG devient :

$$n_s(V_g, F, x) = \beta \left( V_g - V_t + \frac{\sigma_d(F, x)}{C_0} - V(x) \right) \quad (\text{III.51})$$

Dans ces conditions, on remarque que si  $V_g$  et  $V_t$  ne varient pas le long du canal, le potentiel noté  $V_c$  composé du potentiel piézoélectrique et du potentiel de drain varie en  $x$ .

$$V_c(F, x) = V(x) - \frac{\sigma_d(F, x)}{C_0} \quad (\text{III.52})$$

Le courant de drain  $I_d$  s'exprime en fonction de  $n_s$ , de la largeur  $W_c$  du HEMT et de la vitesse d'entraînement des porteurs  $v$ .

$$I_d = e W_c n_s v \quad (\text{III.53})$$

$v$  dépend de la mobilité des porteurs dans le HEMT  $\mu$  et du champ longitudinal  $E_x$  relié aux variations du potentiel total le long du canal. On peut donc exprimer la vitesse d'entraînement comme suit :

$$v = -\mu E_x = \mu \frac{d(V_g - V_t - V_c(x))}{dx} = \mu \frac{dV_c(x)}{dx} \quad (\text{III.54})$$

Si l'on explicite  $v$  et  $n_s$ , le courant de drain se calcule à partir de la loi suivante :

$$I_d = e W_c \mu \beta (V_g - V_t - V_c(x)) \frac{dV_c(x)}{dx} \quad (\text{III.55})$$

#### III.3.2.2. Expression du courant de drain en régime ohmique

Afin de s'affranchir des variations le long du canal, nous exploitons la conservativité du courant entre la source et le drain. En intégrant l'expression III.55 sur la longueur du canal, on peut établir la relation  $I_d(V_g, V_d, F)$ . Soit  $x_d$  et  $x_s$  les positions respectives du drain et de la source. La différence entre ces deux positions est égale à la longueur de grille effective  $L_g$ .

$$I_d(V_g, V_d, F) = \frac{eW_c\mu\beta}{L_g} \left[ (V_g - V_t) \int_{x_s}^{x_d} \frac{dV_c(x)}{dx} dx - \int_{x_s}^{x_d} V_c(x) \frac{dV_c(x)}{dx} dx \right] \quad (\text{III.56})$$

On note A et B les deux intégrales qui apparaissent dans l'équation. Quelle que soit la forme du potentiel  $V_c$ , ces intégrales auront pour résultat :

$$\begin{aligned} A &= V_c(x_d) - V_c(x_s) \\ B &= \frac{V_c^2(x_d) - V_c^2(x_s)}{2} \end{aligned} \quad (\text{III.57})$$

On constate que le courant ne dépend que des valeurs du potentiel variable au niveau de la source et du drain. Il ne dépend donc pas formellement des variations de celui-ci le long du canal. En fait, l'intégrale A rend compte des variations du potentiel le long du canal et nous informe sur la vitesse appliquée aux électrons sur l'ensemble du canal par la tension de drain et les effets piézoélectriques. L'intégrale B représente les interactions entre les variations locales de la densité et de la vitesse des porteurs. Il s'agit ici d'un phénomène localisé. Plus la densité est faible dans une région, plus la vitesse des porteurs y sera élevée et vice-versa. En intégrant le potentiel  $V_c$ , nous sommes ces variations afin de rendre compte de la moyenne pondérée par ces deux phénomènes dans l'ensemble du canal. Cette remarque est valable pour tout transistor à effet de champ mais il est important de comprendre la physique représentée par ces équations si l'on veut étudier un transistor à effet de champ complexe comme le HEMT.

$$I_d(V_g, V_d, F) = \frac{eW_c\mu\beta}{L_g} \left[ \begin{aligned} & (V_g - V_t) \cdot V_d - \frac{V_d^2}{2} \\ & + [K(V_d(x_d - L) - (V_g - V_t)L_g)] F \\ & + \frac{K^2 L_g (2L - x_d - x_s)}{2} F^2 \end{aligned} \right] \quad (\text{III.58})$$

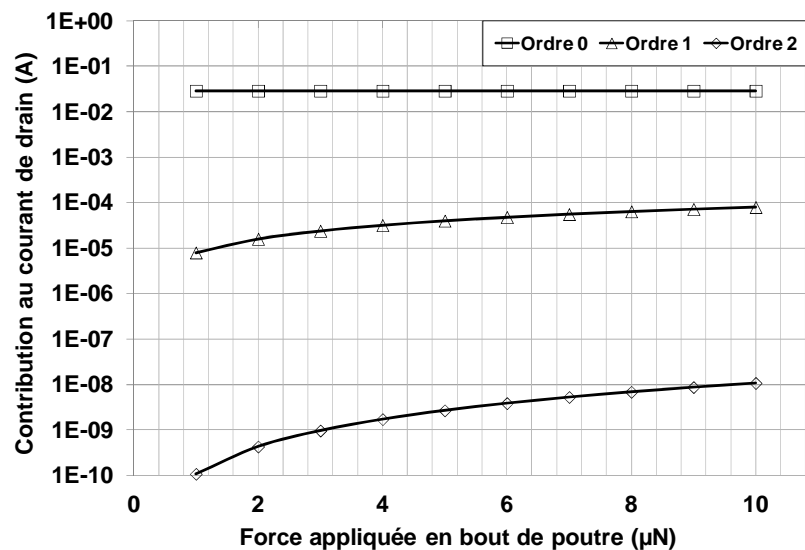
Nous choisissons dans la formule III.58 de mettre en avant les dépendances du courant de drain vis-à-vis de la force appliquée  $F$ . Il est néanmoins possible de simplifier cette expression en comparant les termes d'ordre 0, 1 et 2 en  $F$ . Nous avons donc tracé chacune de ces contributions pour des forces variant de 1  $\mu\text{N}$  à 10  $\mu\text{N}$ . Les propriétés utilisées sont celles décrites au Chapitre II. Nous avons résumé les constantes utilisées dans le tableau III.1.

Tableau III.1 : Paramètres de calcul propres au capteur de déformation

Dimensions du système			Constantes électroniques		
$h_{AlGaN}$	nm	20	$E_b$	eV	1,0
$h_{GaN}$	nm	2950	$\Delta E_c$	eV	0,784
$L$	$\mu m$	520	$\mu$	$cm^2.V^{-1}.s^{-1}$	1100
$L_g$	$\mu m$	20	$-\sigma_{sp} / C_0$	V	- 4,84
$W_c$	$\mu m$	100	$V_t$	V	- 4,63
Constantes quantiques			Constantes particulières du chapitre		
$e$	C	$1,60218.10^{-19}$	$\sigma_{sp}$	$C.m^{-2}$	0,021
$m_0$	kg	$9,10938.10^{-31}$	$K$	$V.m^{-1}.N^{-1}$	- 2,12.10 <sup>6</sup>
$m_{e,GaN}$	kg	$1,82188.10^{-31}$	$C_0$	$C.m^{-2}.V^{-1}$	4,29.10 <sup>-3</sup>
$\hbar$	J.s	$1,054571726.10^{-34}$	$\beta$	$m^{-2}.V^{-1}$	2,64.10 <sup>16</sup>

Nous attirons l'attention du lecteur sur la mobilité et l'énergie de barrière Schottky indiquées. Si cette mobilité peut atteindre  $2000 \text{ cm}^2.V^{-1}.s^{-1}$  pour des HEMTs optimisés, les dimensions du HEMT de détection et les défauts des contacts ohmiques induisent des résistances parasites importantes qui réduisent la mobilité effective des porteurs dans le transistor. Une mobilité de  $1100 \text{ cm}^2.V^{-1}.s^{-1}$  a ainsi été obtenue par la mesure sur des HEMTs identiques mais situés sur la partie fixe du substrat. Il en va de même pour la valeur de l'énergie de barrière Schottky de 1 eV. Il est aussi important de remarquer que la tension de seuil  $V_t$  est négative. Cette caractéristique est propre aux HEMTs AlGaN/GaN et s'explique par l'action des polarisations spontanées qui sont la contribution principale à la tension de seuil, comme le montre la valeur portée dans le tableau.

La Figure III.14 montre les courbes obtenues en isolant les termes d'ordres différents en  $F$  présent dans l'expression du courant de drain. Ces résultats ont été calculés pour une tension de drain de 3 V, relativement faible du point de vue des HEMTs AlGaN/GaN et pour une tension de grille de 1 V afin d'être en régime de forte inversion.

Figure III.14 : Evolution des termes constants, de premier et de second ordre en  $F$ 

$$V_d = 3 \text{ V} ; V_g = 1 \text{ V}$$

Les termes de second ordre sont environ mille fois moins importants que les termes de premier ordre. Ces derniers sont eux-mêmes jusqu'à mille fois inférieurs au terme constant. Les termes constants en  $F$  représentent la réponse du HEMT lorsque la poutre est au repos. Il est important de constater que le signal utile porté par les termes variant avec  $F$  sera difficile à mesurer voire peut être perdu dans le bruit généré par la mesure. On peut en revanche décider de négliger la contribution des termes d'ordre 2 à la réponse du HEMT de détection. Le modèle du courant de drain en régime ohmique devient donc :

$$I_d(V_g, V_d, F) = \frac{eW_c\mu\beta}{L_g} \left( \underbrace{(V_g - V_t) \cdot V_d}_a - \underbrace{\frac{V_d^2}{2}}_b + \left[ K \left( \underbrace{V_d(x_d - L)}_c - \underbrace{(V_g - V_t)L_g}_d \right) \right] F \right) \quad (\text{III.59})$$

Attardons-nous quelques sur la signification de cette expression d'un point de vue physique en analysant les termes  $a$ ,  $b$ ,  $c$  et  $d$ . L'intégrale A a fourni les termes  $a$  et  $d$ . Ils sont donc liés à la vitesse des porteurs. Ils révèlent en fait un phénomène simple : plus la densité et/ou la vitesse moyenne des porteurs sont élevées, plus le courant de drain le sera. En toute logique, ils sont liés à  $(V_g - V_t)$  puisque cette grandeur contrôle en partie la densité moyenne de porteurs dans le canal. Le terme  $a$  rend ainsi compte de la part provoquée par l'application d'une tension de drain et donc d'un champ électrique entraînant les porteurs. Le terme  $d$  rend compte de la part exercée par les variations du potentiel piézoélectrique.

Les termes  $b$  et  $c$  sont issus de l'intégrale B qui comme nous l'avons vu contrôle les interactions entre les variations locales de la densité et celles de la vitesse des porteurs. Le terme  $b$  représente la part de ces interactions liées à la tension de drain. Au-delà d'une certaine valeur, il indique que la vitesse devient telle que la densité chute de manière abrupte : le canal est ainsi déserté. Le terme  $c$  reflète une réalité physique différente. Il montre que les effets piézoélectriques liés à la force  $F$  apportent de l'énergie aux électrons. Ainsi, il agit directement sur la densité moyenne de porteurs au même titre que la tension de grille et peut être vu comme une variation de la tension de seuil linéaire en  $F$ . Il agit en cela d'une manière similaire aux polarisations spontanées. Puisqu'il dépend du niveau moyen des effets piézoélectriques générés, il dépend des caractéristiques de la structure de détection et sa valeur est en général plus importante que celle du terme  $d$  lié à la vitesse des porteurs.

On peut donc dégager trois effets différents résultant de la présence de phénomènes piézo- et pyroélectriques au niveau du HEMT :

- *Phénomènes uniformes dans le volume* : se retrouvent ici les effets des polarisations spontanées et d'éventuelles contraintes résiduelles. Ils agissent directement sur la tension de seuil et ne varient pas avec la force appliquée.
- *Phénomènes non uniformes dans le volume* : se retrouvent ici les phénomènes provoqués par l'application d'une force sur la poutre. Ils varient linéairement avec  $F$  et ont deux conséquences majeures sur le fonctionnement du HEMT

- *Contribution à la tension de seuil* : la présence de polarisations non uniformes apporte une énergie aux porteurs au même titre que les phénomènes uniformes. Cela peut s'interpréter comme une variation de la tension de seuil linéaire en  $F$ . D'un point de vue quantitatif, elle domine les autres conséquences de ces phénomènes.
- *Contribution à la vitesse des porteurs* : la variation des effets piézoélectriques le long du canal génère un champ qui contribue à la vitesse des porteurs dans le canal au même titre que la tension de drain. Du point de vue du courant en sortie du HEMT, cet effet est moins important que celui sur la tension de seuil puisqu'il naît des variations de polarisations sur la longueur de grille, faibles face aux dimensions de la structure de détection.

Ce modèle décrit ne tient pas compte du phénomène de saturation intervenant pour des tensions de drain élevées. Quand celle-ci augmente, la mobilité des porteurs diminue. La vitesse des électrons atteint ainsi un pic dit de survitesse à partir duquel l'augmentation du champ longitudinal ne permet plus d'augmenter le courant dans le canal. On parle de vitesse de saturation. Comme nous l'avons vu dans le Chapitre II, dans les HEMTs AlGaN/GaN, cette vitesse est d'environ  $1,1 \cdot 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ , ce qui est légèrement moins élevée que dans le GaN massif. Deng et al. expliquent ce phénomène par la présence des champs électriques intenses provoquant la saturation. L'énergie apportée aux porteurs leur permet de pénétrer la couche d'AlGaN. Le gaz d'électrons n'est plus confiné et se comporte comme un gaz 3D dont la mobilité est beaucoup plus faible que celle du 2DEG [Deng2000]. Afin d'appréhender le comportement du HEMT en régime de saturation, il est donc nécessaire de modifier le modèle décrivant le régime ohmique du transistor.

### III.3.2.3. Expression du courant de drain en régime de saturation

Pour étudier le régime de saturation de l'hétérostructure, il est nécessaire d'introduire quelques nouvelles grandeurs. Le champ  $E_s$  représente le champ de saturation. Il s'agit de la valeur du champ électrique amenant un porteur à sa vitesse de saturation. Le potentiel  $V_s$  est alors la tension de drain nécessaire à l'établissement du champ de saturation sur toute la longueur du canal. A ne pas confondre avec la tension de saturation  $V_{dsat}$  pour laquelle le régime de saturation se met en place. Ces deux tensions peuvent être proches dans le cas de transistors à canal court. Mais dans le cas de transistor à canal long comme le HEMT présenté ici,  $V_s$  est beaucoup plus élevé que les tensions de drain et de grille utilisées. Puisque les effets piézoélectriques participent aussi au courant de drain, précisons que  $V_{dsat}$  dépend de  $F$ . Le champ  $E_s$  et le potentiel  $V_s$  s'expriment par rapport à  $v_s$  :

$$E_s = \frac{v_s}{\mu} \quad V_s = L_g E_s = \frac{L_g v_s}{\mu} \quad (\text{III.60})$$



La saturation se produit lorsque le champ électrique dérivant du potentiel  $V_c$  atteint sa valeur de saturation au niveau du drain. On a alors :

$$\left. \frac{dV_c}{dx} \right|_{x_d} = -E_x|_{x_d} = E_s \quad (\text{III.61})$$

Pour  $V_d = V_{dsat}$ , le régime de saturation s'établit. Il est alors possible d'exprimer le courant de saturation  $I_{dsat}$  obtenu à cette position :

$$I_{dsat} = eW_c \beta (V_g - V_t - V_{dsat} + FK(x_d - L))v_s \quad (\text{III.62})$$

Il faut maintenant assurer la continuité avec le modèle ohmique dont la limite est atteinte lorsque la tension de drain atteint  $V_{dsat}$ . En remplaçant la mobilité par son expression donnée par III.60, l'expression du courant de drain III.59 fournit :

$$I_{dsat} = \frac{eW_c \beta v_s}{V_s} \left( (V_g - V_t) \cdot V_{dsat} - \frac{V_{dsat}^2}{2} + [K(V_{dsat}(x_d - L) - (V_g - V_t)L_g)]F \right) \quad (\text{III.63})$$

En égalisant les expressions III.62 et III.63, on obtient une équation du second degré permettant la détermination de  $V_{dsat}$  :

$$\begin{aligned} V_{dsat}^2 - 2(V_g - V_t + FK(x_d - L) + V_s)V_{dsat} \\ + 2[V_s(V_g - V_t) + FK((x_d - L)V_s + L_g(V_g - V_t))] = 0 \end{aligned} \quad (\text{III.64})$$

Pour résoudre cette équation il convient de s'intéresser au terme indépendant de  $V_{dsat}$ . Les quantités  $(x_d - L)V_s$  et  $L_g(V_g - V_t)$  peuvent se simplifier entre elles. En effet, on sait que la longueur de grille est petite devant la longueur de poutre. De plus, rappelons que dans le cas d'un transistor à canal long comme le HEMT présenté ici, le potentiel  $V_s$  est bien plus grand que la différence  $(V_g - V_t)$ . Il est donc raisonnable de négliger ce dernier terme. Cela revient en réalité à négliger les conséquences des variations des effets piézoélectriques le long du canal face à celles liées à l'apport d'énergie aux porteurs causées par la seule présence de ces effets. Auquel cas l'équation III.64 a une solution formellement simple. On obtient de cette manière l'expression générale de la tension et du courant et de saturation :

$$\begin{aligned} V_{dsat} &= V_g - V_t + FK(x_d - L) + V_s - \sqrt{(V_g - V_t + FK(x_d - L))^2 + V_s^2} \\ I_{dsat} &= eW_c \beta v_s \left[ \sqrt{(V_g - V_t + FK(x_d - L))^2 + V_s^2} - V_s - \frac{FK(V_g - V_t)L_g}{V_s} \right] \end{aligned} \quad (\text{III.65})$$

On peut simplifier la forme d' $I_{dsat}$  en exploitant à nouveau le fait que  $V_s$  est grand devant les autres potentiels en présence et que les termes d'ordre 2 en  $F$  sont négligeables. Ainsi, l'hypothèse de canal long aboutit à des expressions simplifiées pour la tension et le courant de saturation du HEMT de détection :

$$V_{dsat} = V_g - V_t + FK(x_d - L)$$

(III.66)

$$I_{dsat} = \frac{eW_c\mu\beta}{L_g} \left[ \frac{(V_g - V_t)^2}{2} - FK(V_g - V_t)L \right]$$

Si bien que le HEMT a toujours une réponse linéairement liée à la force exercée en régime de saturation. Nous avons pu négliger les effets des variations du potentiel piézoélectrique le long du canal pour ne conserver que ceux liés à son apport à l'énergie des porteurs et donc aux variations de la tension de seuil dépendantes de  $F$ . En régime de saturation, la vitesse des porteurs maximale est atteinte au moins au niveau du drain. Toute augmentation du potentiel ne peut plus influencer le courant de sortie du HEMT. Ainsi, pour toute tension de drain supérieure à la valeur de saturation, le courant prendra sa valeur de saturation pour toute tension de drain supérieure à la limite de saturation. En toute logique, il en va de même pour l'influence de la force  $F$  sur le courant de saturation. C'est bien ce qu'établit la formule III.66.

Avant de discuter plus en profondeur les résultats proposés par les modèles en régime ohmique et en saturation, nous rappelons en Figure III.15 les étapes finales ayant permis de modéliser le comportement du capteur étudié.

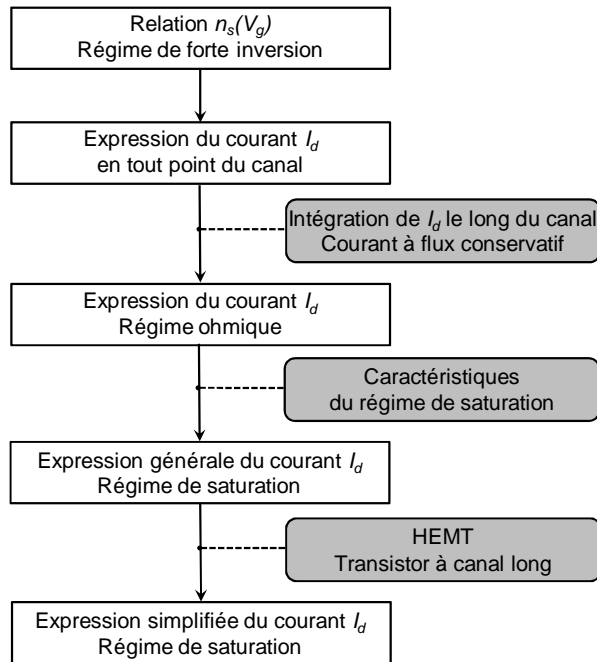


Figure III.15 : Etapes de modélisation du courant de drain en régime ohmique et en régime de saturation

### III.3.3. Exploitation des modèles du capteur en régime ohmique et de saturation

Les deux modèles que nous avons présentés permettent de tracer différentes courbes caractéristiques des transistors à effet de champ. Nous déterminerons de cette manière les gammes de validité de chaque modèle. Nous nous intéresserons aux variations du courant de drain par rapport à la force appliquée. Cette étude nous permettra enfin d'extraire la sensibilité théorique du capteur.

#### III.3.3.1. Courbes $I_d(V_d)$ et $I_d(V_g)$

Les courbes donnant les variations du courant en fonction de la tension de drain appliquée sont généralement utilisées pour déterminer la tension de saturation d'un transistor. Nous allons les utiliser afin de déterminer d'une part jusqu'à quelle tension le régime ohmique est valide et d'autre part si la continuité entre le régime ohmique et le régime de saturation est assurée. La Figure III.16 montre les courbes obtenues pour une force de  $10 \mu\text{N}$  et pour deux tensions de grille différentes  $V_g = -1 \text{ V}$  et  $V_g = 1 \text{ V}$ . Les courbes en train plein sont issues du modèle ohmique et du modèle de saturation au-delà dans leurs domaines de validité. Les courbes en pointillés sont les résultats du modèle ohmique lorsqu'il n'est plus valide. Sont indiquées en rouge les valeurs de la tension de saturation obtenue grâce au modèle de saturation.

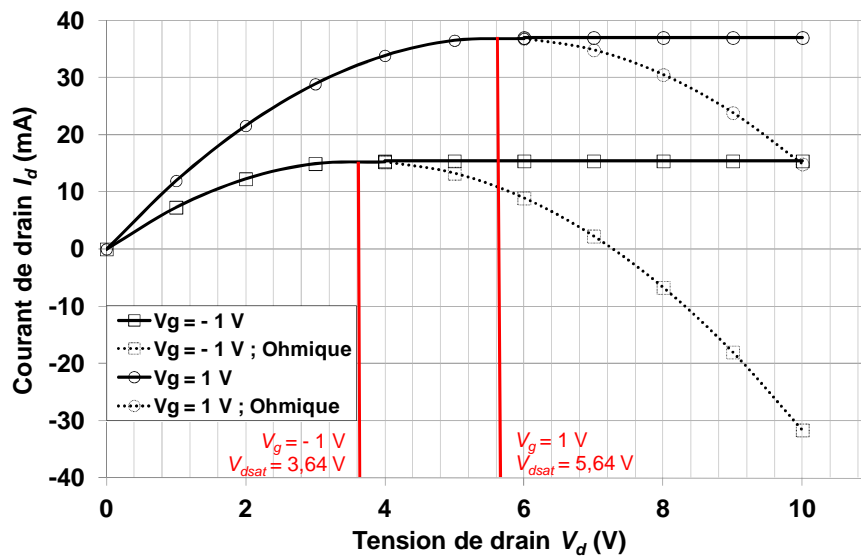


Figure III.16 : Courbes  $I_d(V_d)$  obtenues pour une force de  $10 \mu\text{N}$  et des tensions de grille de  $-1 \text{ V}$  et  $1 \text{ V}$

Nous constatons tout d'abord la continuité entre les deux modèles. Le point de jonction est sensiblement la tension de saturation calculée par le modèle de saturation. Il est aussi possible de voir que le modèle ohmique n'est effectivement pas valide pour des valeurs de tensions supérieures à celle de saturation comme l'indique les courbes en pointillées. Le modèle ohmique prend même des valeurs de courant négatives pour  $V_g = -1 \text{ V}$ , ce qui est physiquement impossible dans les conditions spécifiées.

Ces premiers résultats assurent la cohérence entre les deux modèles et valident les hypothèses choisies pour les établir. Les courants de saturation obtenus sont de l'ordre de

quelques dizaines de milliampères et, comme nous l'avons vu plus tôt, sont principalement la conséquence des termes invariants en  $F$ . La plage de fonctionnement du transistor s'étend de 0 V à 10 V pour la tension de drain.

Pour mettre en avant l'influence de la force appliquée, il faut étudier les dépendances du courant avec la tension de grille. En fixant la tension de drain, les variations de  $F$  devraient apparaître comme une variation de la tension de seuil. Vérifions ce point en traçant les courbes  $I_d(V_g)$  pour deux forces différentes de 1  $\mu\text{N}$  et 10  $\mu\text{N}$ . Nous nous sommes placés alternativement en régime ohmique et en saturation afin de comparer l'influence des forces dans les deux modèles. Les courbes obtenues sont disponibles sur la Figure III.17. Les tensions de grille se situent dans une gamme de -2,5 V à 1 V, nettement supérieures à la tension de seuil afin de respecter l'hypothèse de forte inversion.

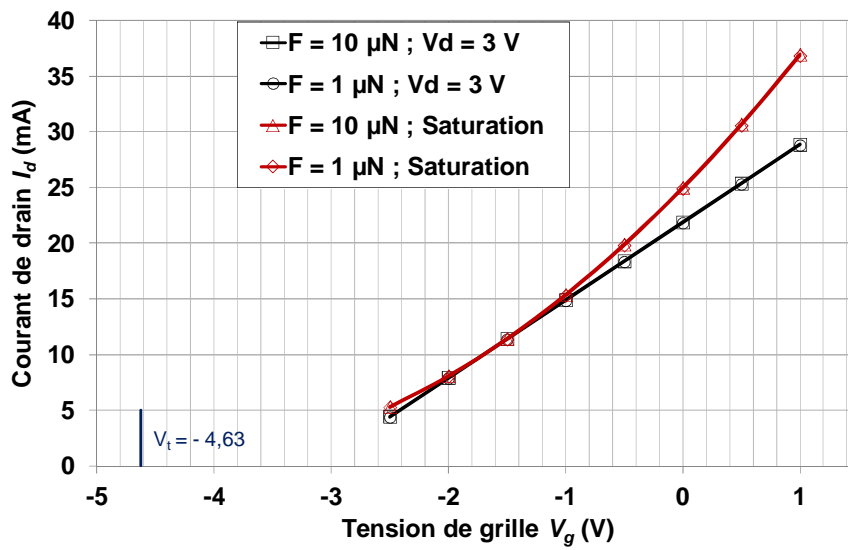


Figure III.17 : Courbes  $I_d(V_g)$  en régime ohmique et de saturation pour des forces de 1  $\mu\text{N}$  et 10  $\mu\text{N}$

Comme la montre la Figure III.17, aucun effet notable de la force n'est observable en termes de déplacement de la tension de seuil et ce, pour les deux modèles. A cette échelle, encore une fois les termes d'ordre 0 en  $F$  dominent et il est difficile d'observer l'influence des termes d'ordre supérieur. On peut approximer la tension de seuil comme la tension à laquelle la portion linéaire de la courbe coupe l'axe des abscisses. Si le modèle ohmique prévoit un comportement linéaire d' $I_d$  en fonction de  $V_g$ , la tension de seuil obtenue ici est supérieure. Cela s'explique par l'influence de la tension de drain sur les porteurs. Cet effet se stabilise en régime de saturation. Le comportement quadratique suggéré dans le modèle correspondant semble effectivement plus en accord avec la tension de seuil de -4,63 V calculée. Il est néanmoins peu pertinent de conclure sur ces observations dans la mesure où les modèles développés ne sont pas valides à proximité de la tension de seuil.

Nous allons maintenant étudier la réaction du système face à l'application de forces d'amplitudes variables. Du fait des conclusions que nous avons déjà pu tirer des courbes précédentes, cette étude suppose de ne considérer que les contributions linéaires en  $F$  afin de visualiser l'ordre de grandeur du signal utile à la détection.

### III.3.3.2. Etude du courant de drain pour des forces variables : courbes $I_d(F)$

Nous avons calculé à partir des deux modèles la contribution au courant de drain produite par les termes linéaires en  $F$ . La tension de drain en régime ohmique est fixée à 3 V. Nous étudierons des forces se répartissant entre 1  $\mu\text{N}$  et 10  $\mu\text{N}$  pour deux tensions de grille de -1 V et 1 V. Les courbes obtenues se trouvent sur la Figure III.18.

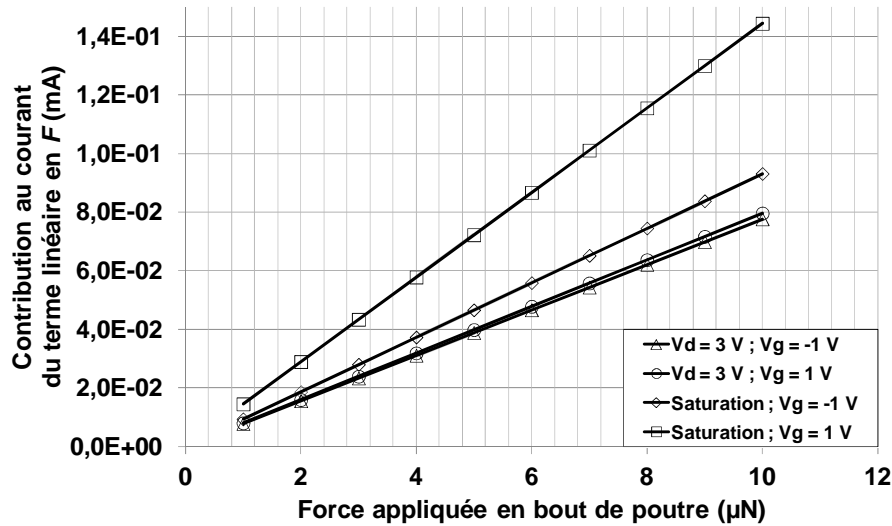


Figure III.18 : Courbes  $I_d(F)$  en régime ohmique et de saturation pour des tensions de grille de -1 V et 1 V

On peut remarquer que la contribution au courant de drain correspondante au terme dépendant de  $F$  prend des valeurs de l'ordre de quelques microampères à un peu plus d'une centaine de microampères. Il y a donc environ un rapport de cent à mille entre cette contribution et le courant obtenu au repos. Elle est plus importante en saturation qu'en régime ohmique. En revanche, l'impact du courant de grille, presque négligeable en régime ohmique, est net en régime de saturation. Cela s'explique par le fait que l'influence de la tension de grille sur le 2DEG est partiellement compensée par les effets de la tension de drain en régime ohmique. Mais lorsque la saturation est atteinte, l'effet d'abaissement de la barrière Schottky réalisé par la tension de grille n'est plus compensé puisque la tension de drain ne modifie plus l'énergie des porteurs. On pourrait en déduire que le capteur devrait être utilisé pour des tensions de grille élevées.

Toutefois, le modèle du HEMT présenté ici est un modèle simple qui ne tient pas compte des effets parasites classiques rencontrés dans les transistors à effet de champ, notamment les courants de fuite et les états de pièges. Or les effets parasites issus de ces phénomènes augmentent avec la tension de grille. Un autre phénomène négligé qui peut avoir son importance pour de grandes tensions de grilles est la tension de contrainte sur le HEMT. Plusieurs articles affirment en effet que de trop grandes tensions de grille peuvent endommager la structure du HEMT de manière irréversible [Alam2009] [Demi2010] [Joh2010]. Si ce phénomène existe surtout pour les HEMTs de puissance, il n'est pas exclu qu'il se produise dans des HEMTs de détection non optimisés comme ceux présentés dans ce

manuscrit. En conséquence, la valeur de 1 V sera considérée comme un maximum à ne pas dépasser dans l'étude des HEMTs AlGaN/GaN en général.

Nous pouvons par contre conclure sur le fait que le régime de saturation semble plus adapté à l'utilisation du HEMT comme jauge de contrainte. Afin de mieux appréhender les dépendances du capteur face aux différents paramètres de pilotage du HEMT, nous allons devoir définir la notion de sensibilité du capteur de déformation à base de poutre AlGaN/GaN/AlN.

### III.3.3.3. Sensibilité du capteur de déformation AlGaN/GaN/AlN

Nous définissons la sensibilité  $S_c$  de ce capteur comme la dérivée du courant de drain par rapport à la force appliquée en régime de saturation. Elle s'exprime en  $A.N^{-1}$ . Comme ce modèle évolue linéairement avec la force appliquée, cette sensibilité sera constante. Si l'on remplace  $K$  et  $C_0$  par leur expression en fonction des paramètres du système,  $S_c$  suivra la loi suivante pour le régime de saturation :

$$S_c = -\frac{\mu e \beta}{2\epsilon_{AlGaN}} \cdot \frac{W_c h_{AlGaN} h L}{L_g} \cdot K_{AlGaN} (V_g - V_t) \quad (III.67)$$

Notons que l'on peut définir de la même manière la sensibilité en régime ohmique. Nous n'allons cependant aborder les performances du capteur que selon l'angle optimal proposé par le régime de saturation. Il est bon de remarquer que la sensibilité dépend bien de la tension de grille mais surtout que cette dépendance est linéaire. Nous avons tracé sur la Figure III.19 les variations de  $S_c$  en fonction de la tension de grille.

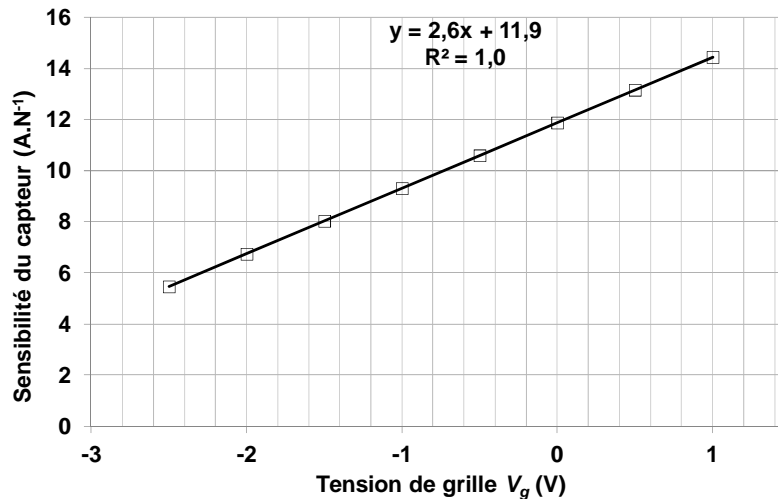


Figure III.19 : Sensibilité du capteur de déformation en fonction de la tension de grille

Le capteur a ainsi une sensibilité maximale de l'ordre de  $14,4 A.N^{-1}$  pour une tension de grille limite de 1 V. Elle varie linéairement avec  $V_g$  à raison de  $2,6 A.N^{-1}$  pour une augmentation de 1 V de cette tension. Pour la gamme de force permise par la poutre AlGaN/GaN/AlN, la variation de signal maximale générée par l'application d'une force en bout de poutre sera donc de l'ordre de  $144 \mu A$ . Cela représente un signal utile très faible

comparé au signal ambiant du HEMT. La conclusion à tirer de cela est que la poutre n'est pas optimisée pour la mesure de force.

En modifiant les dimensions de la poutre, il est possible d'obtenir des signaux plus importants puisque  $S_c$  est proportionnelle à  $L$ . L'épaisseur de la couche d'AlGaN est aussi important pour les mêmes raisons mais surtout parce qu'elle est la plus difficile à contrôler durant la fabrication. Des longueurs de grille plus faibles seraient intéressantes mais l'on se rapprocherait alors de transistors à canal court modélisés différemment. Pour finir, le paramètre  $K_{AlGaN}$  est d'une importance particulière. Remplaçons-le par son expression :

$$K_{AlGaN} = \frac{e_{31}(\bar{s}_{11} + \bar{s}_{12}) + e_{33}\bar{s}_{13}}{I} = I2 \frac{(e_{31}(\bar{s}_{11} + \bar{s}_{12}) + e_{33}\bar{s}_{13})}{Wh^3} \quad (III.68)$$

$$S_c = -6 \frac{\mu e \beta}{\varepsilon_{AlGaN}} \cdot \frac{W_c h_{AlGaN} L}{h^2 W L_g} \cdot (e_{31}(\bar{s}_{11} + \bar{s}_{12}) + e_{33}\bar{s}_{13})(V_g - V_t)$$

Ainsi, il apparaît que l'épaisseur de la poutre est un paramètre critique. La sensibilité démontre effectivement une dépendance inversement quadratique avec ce paramètre. Une poutre trop épaisse perdrait rapidement en sensibilité. Le ratio  $W_c/W$  est aussi porteur. Dans le cas du capteur étudié, il est toutefois maximal puisque le HEMT occupe toute la largeur de la poutre. Dans le cas contraire, il y aurait là une perte facile à éviter.

Le terme contenant l'intégralité des propriétés électromécaniques est certainement le terme le plus important à considérer en termes de performances. Comme cela a été dit, d'importantes variations sur ces paramètres sont observées dans le cadre des matériaux III-N.

A partir des écarts  $\frac{\Delta X}{X} \%$  calculés au Chapitre II, il est possible de calculer l'incertitude qu'ils entraînent sur la sensibilité du capteur (Voir Annexe B). En négligeant les erreurs venant des autres paramètres, il vient :

$$\frac{\Delta S_c}{S_c} = \frac{e_{33}\bar{s}_{13} \left[ \frac{\Delta e_{33}}{e_{33}} + \frac{\Delta \bar{s}_{13}}{\bar{s}_{13}} \right] + e_{31}(\bar{s}_{11} + \bar{s}_{12}) \left[ \frac{\Delta e_{31}}{e_{31}} + \frac{\bar{s}_{11} \left( \frac{\Delta \bar{s}_{11}}{\bar{s}_{11}} \right) + \bar{s}_{12} \left( \frac{\Delta \bar{s}_{12}}{\bar{s}_{12}} \right)}{(\bar{s}_{11} + \bar{s}_{12})} \right]}{(e_{31}(\bar{s}_{11} + \bar{s}_{12}) + e_{33}\bar{s}_{13})} \quad (III.69)$$

En considérant pour les propriétés mécaniques le cas le plus défavorable ie les erreurs liées au GaN, cette erreur est de l'ordre de 32,7 %. C'est une erreur considérable qui relativise tout résultat obtenu par ce modèle. Cela ne fait que renforcer le constat de manque qui existe en physique des matériaux III-N. Malgré cela, les modèles établis permettent d'affirmer que le principe de capteur est viable et ouvert à l'optimisation.

Malheureusement, les prototypes fabriqués au cours de cette thèse ont tous souffert du même problème : la grille des HEMTs était défectueuse et de ce fait les transistors se comportaient comme des résistances. La caractérisation électrique de capteur n'a donc pas pu être réalisée. En revanche, nous avons pu caractériser les poutres AlGaN/GaN/AlN obtenues. En utilisant l'interférométrie laser couplée à un modèle numérique, il a été possible de déterminer l'importance des contraintes résiduelles dans le matériau et de vérifier ainsi l'hypothèse qui consiste à les négliger dans le cas de poutres encastrées libres.



### III.4. Etude des contraintes résiduelles dans la poutre AlGaIn/GaN/AlN

Les contraintes résiduelles présentes dans les structures suspendues à base de matériaux III-N génèrent des effets piézoélectriques qui, s'ils ne sont pas pris en compte dans la modélisation de ces systèmes, sont sources d'erreur. Elles agissent alors comme une contribution nouvelle et constante au signal d'origine piézoélectrique présent dans la réponse d'un HEMT de détection. Il est alors pertinent de les considérer de la même manière que les polarisations spontanées présentes dans l'hétérostructure.

Nous avons pris le parti d'ignorer ces contraintes dans les modèles présentés supposant qu'elles étaient négligeables par rapport aux polarisations spontanées. Il est donc nécessaire de vérifier cette hypothèse par la caractérisation mécanique de la poutre encastrée-libre à la base du capteur de déformation.

#### III.4.1. Contraintes intrinsèques et contraintes résiduelles

Lorsque l'on étudie une structure mécanique déformable, il convient de différencier deux types de contraintes internes issues de la fabrication. Les contraintes intrinsèques correspondent aux contraintes présentes dans la structure avant qu'elle ne soit libérée du substrat par retrait de la couche sacrificielle ou par gravure en face arrière. Les contraintes résiduelles se définissent comme les contraintes encore présentes après libération de la structure déformable. Ces dernières sont en toute logique de plus faible amplitude que les contraintes intrinsèques. En effet, lors de la libération, la structure se déforme afin de minimiser son état de contraintes général. Dans le cas des HEMTs de puissance, fabriqués sur des supports non déformables, ces deux contraintes se confondent. Dans le cas du HEMT de détection, la différence est fondamentale.

Afin de modéliser les contraintes intrinsèques, il est d'usage de les considérer comme des contraintes normales et de même amplitude situées dans le plan. Le tenseur correspondant est donc un tenseur dont toutes les composantes sont nulles sauf  $T_1$  et  $T_2$ , qui sont égales entre elles. Il faut ensuite décider de la région de la structure où celles-ci s'exercent.

Dans le cas de la poutre AlGaIn/GaN, nous estimons que les contraintes les plus susceptibles de déformer la structure se situent dans la couche de GaN. On considère que les contraintes dans l'AlGaIn, puisqu'elles s'exercent sur une très faible épaisseur, ont une action négligeable sur la structure mécanique. Elles ne sont donc pas prises en compte. Il s'agit là d'une équivalence théorique. En effet, il a été expliqué que la couche de nucléation génère un gradient de contrainte qui se répartit de la base de la poutre à la couche de GaN. Il est impossible à déterminer par la théorie des poutres. Nous approximations donc ce gradient de contraintes réparti dans l'intégralité de l'épaisseur de la poutre par une contrainte biaxiale uniforme située uniquement dans la couche de GaN.

Une fois que ces paramètres ont été fixés pour les contraintes intrinsèques, il faut utiliser un logiciel de modélisation numérique capable de les prendre en compte pour fournir

la déformée de la structure après libération. On obtient de cette manière les contraintes résiduelles présentes dans le matériau. La connaissance des contraintes intrinsèques permet d'évaluer la qualité de fabrication d'une structure mécanique. Celle des contraintes résiduelles permet d'estimer leur influence sur le comportement de cette même structure.

#### III.4.2. Modèle numérique pour les contraintes internes de la poutre

Le logiciel ANSYS<sup>TM</sup> ne permet pas de modéliser de manière fiable des contraintes intrinsèques dans une structure déformable. Nous avons donc utilisé un autre logiciel basé sur la méthode des éléments finis : CoventorWare<sup>TM</sup>. Le modèle numérique établi permet d'obtenir la déformée de la poutre pour différentes amplitudes de contraintes intrinsèques comme le montre la Figure III.20.

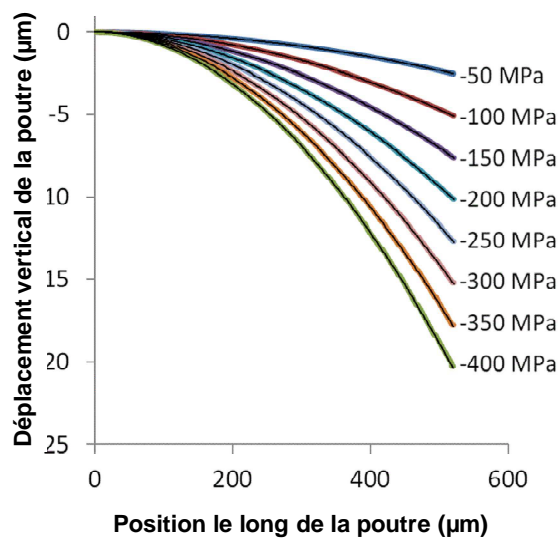


Figure III.20 : Déplacement vertical de la poutre en fonction de l'amplitude des contraintes intrinsèques

Pour s'assurer du signe des contraintes intrinsèques, il faut tenir compte du sens de la déformation de la structure libérée. Nous avons pu constater par imagerie MEB que les poutres fabriquées étaient fléchies vers le bas. Comme le paramètre de maille de la couche de GaN déposée est plus grand que celui de l'AlN même amorphe, cela signifie que les contraintes intrinsèques doivent être prises comme compressives et donc de signe négatif. Nous partons ainsi de l'hypothèse que le désaccord de maille entre ces deux couches contribue majoritairement à ces contraintes. Il est maintenant nécessaire de mesurer la déformée réelle de la poutre AlGaIn/GaN afin d'en déduire l'amplitude des contraintes intrinsèques équivalentes.

### III.4.3. Mesure de la déformée de la poutre par interférométrie laser

Pour parvenir à cette fin, nous avons caractérisé les poutres des capteurs fabriqués par interférométrie laser. Ce principe de mesure repose sur le lien qui existe entre le décalage des franges d'une figure d'interférences et la distance que parcourt un signal lumineux. Cette technique peut être utilisée en régime statique pour déterminer le profil topographique d'une structure et en régime dynamique pour établir son spectre de vibrations.

Nous avons mis à profit l'interférométrie laser pour obtenir le profil au repos d'une poutre AlGaN/GaN/AlN de mêmes dimensions que celles spécifiées pour le capteur de déformation. Le résultat obtenu est disponible sur la Figure III.21.

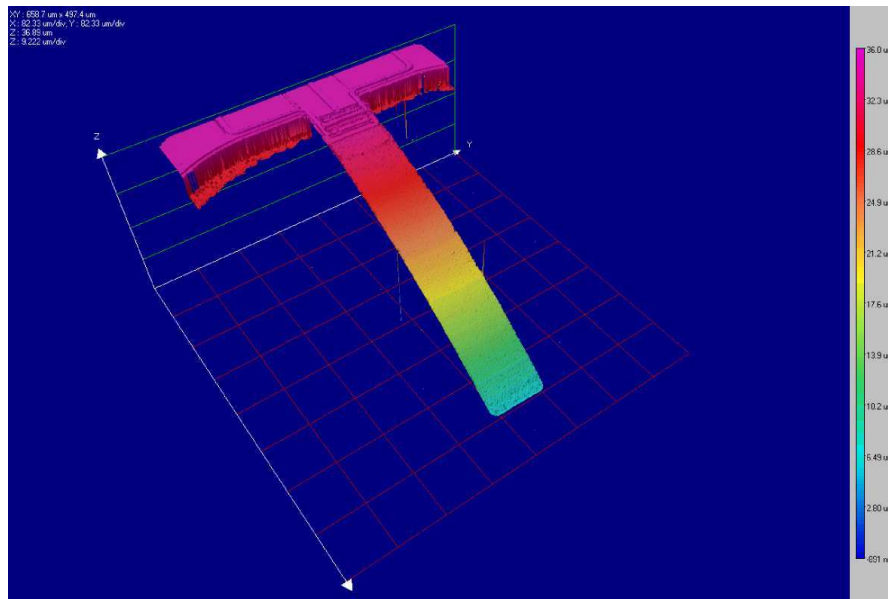


Figure III.21 : Topographie de la surface d'une poutre AlGaN/GaN/AlN obtenue par interférométrie laser

Le déplacement maximal en bout de poutre est d'environ  $29 \mu\text{m}$ . Notons que pour obtenir de tels déplacements en appliquant une force en bout de poutre, il faudrait se trouver en régime élastique non linéaire. Bien qu'il s'agisse ici d'un déplacement important, il résulte du relâchement de contraintes dans le matériau. Si bien que la déformation au niveau macroscopique est faible et que nous sommes toujours en régime élastique linéaire. Le rayon de courbure de la poutre extrait de cette mesure est de  $62,8 \text{ m}^{-1}$ . Cela correspond à une amplitude de contraintes intrinsèques de l'ordre de  $-346 \text{ MPa}$ .

Malheureusement, nous constatons que de telles contraintes internes ne créent qu'un déplacement maximal de  $18 \mu\text{m}$  dans le modèle, contre un déplacement mesuré de  $29 \mu\text{m}$ . Cette observation s'explique par le fait que nous avons négligé l'influence locale exercée par la couche de passivation sur la poutre.

#### III.4.4. Contribution de la couche de nitrure de silicium aux contraintes intrinsèques

Pour rappel, cette couche, dont le rôle est d'isoler le HEMT électriquement, mesure  $80\text{ }\mu\text{m}$  de long pour une épaisseur de  $400\text{ nm}$ . Son influence a été négligée jusqu'à maintenant du fait de la faible rigidité du nitrure de silicium. En revanche, les désaccords de maille et de dilatation thermique entre le  $\text{Si}_x\text{N}_y$  et les matériaux III-N entraînent des contraintes intrinsèques dans la couche de passivation. Il faut donc les prendre en compte dans le modèle.

Nous avons modifié le modèle numérique en fixant une amplitude de contraintes intrinsèques de  $-350\text{ MPa}$  dans le GaN et en itérant l'amplitude des contraintes dans le  $\text{Si}_x\text{N}_y$  jusqu'à obtenir le déplacement observé par interférométrie laser. Cette couche se trouve cette fois-ci au dessus de la fibre neutre et uniquement au niveau du HEMT. Puisque le déplacement réel est supérieur au déplacement théorique, nous avons fait l'hypothèse de contraintes en tension, de signe positif. L'amplitude obtenue est de l'ordre de  $1\text{ GPa}$ . Il est important de discuter cette valeur.

Une telle contrainte, si elle était réellement présente, provoquerait la délamination de la couche de  $\text{Si}_x\text{N}_y$  lors de la fabrication. Il s'agit là d'un des inconvénients de la méthode de modélisation utilisée. Les contraintes intrinsèques sont localisées dans certaines couches alors qu'en réalité, des gradients de contraintes sont présents dans l'épaisseur de la structure avant libération. Les amplitudes des contraintes produites par le modèle sont donc largement surestimées comme c'est le cas pour le  $\text{Si}_x\text{N}_y$ .

En revanche, la déformée obtenue en considérant des contraintes intrinsèques de  $-350\text{ MPa}$  dans le GaN et des contraintes de l'ordre de  $1\text{ GPa}$  dans le  $\text{Si}_x\text{N}_y$  aboutissent à une très bonne adéquation entre la déformée mesurée et la déformée obtenue grâce au modèle comme le montre la Figure III.22.

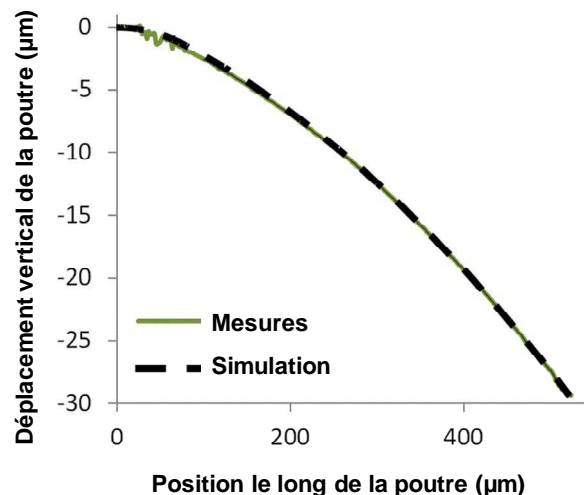
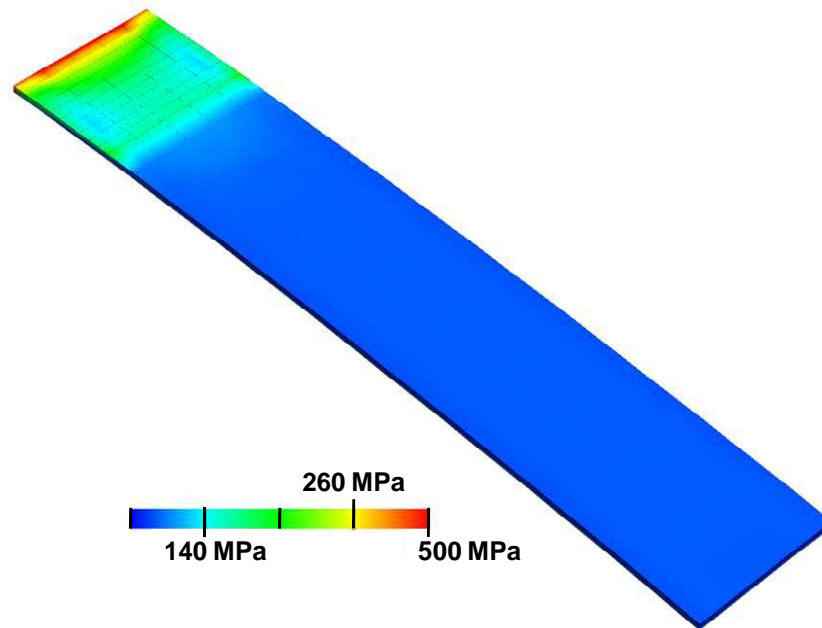


Figure III.22 : Comparaison des déformées obtenues par interférométrie laser et par le modèle numérique

Cela confirme d'une part que la fabrication du HEMT génère des contraintes supplémentaires localement. Mais cela laisse aussi penser que les contraintes résiduelles fournies par le modèle numérique peuvent être proches de celles réellement présentes dans la

structure. La Figure III.23 montre la distribution des contraintes résiduelles dans la poutre AlGaN/GaN/AlN déterminées avec le modèle numérique.



**Figure III.23 : Distribution des contraintes résiduelles fournie par le modèle numérique**

Il est possible de voir que la contrainte résiduelle est inférieure à 100 MPa sur la majeure partie de la poutre. On retrouve, près de l'encastrement, les pics de contraintes propres à la modélisation numérique, s'élevant jusqu'à 500 MPa. Pour les mêmes raisons décrites dans la partie III.2.1, nous ne tenons pas compte de ces valeurs pour notre analyse. Du fait des contraintes produites par la couche de passivation, on constate donc des contraintes résiduelles allant de 140 MPa à 260 MPa dans la zone active du HEMT, beaucoup plus grandes que dans le reste de la structure. Peut-on toutefois faire confiance à ces résultats au vu des inconvénients propres à la méthode de modélisation utilisée ? Pour répondre à cette question, nous avons analysé la même poutre en utilisant la spectroscopie Raman.

#### **III.4.5. Distribution des contraintes résiduelles par spectroscopie Raman**

La spectroscopie Raman permet d'analyser la composition d'un matériau en utilisant les propriétés de diffusion et de rétrodiffusion de photons issus d'un faisceau laser monochromatique. Avec cette technique, il est aussi possible de mesurer le spectre de vibrations des phonons d'une molécule comme celles de nitrures d'éléments III. Or, la vibration des phonons est fortement influencée par les contraintes mécaniques exercées sur le cristal. Ainsi en comparant le spectre Raman d'un matériau avec son spectre théorique, il est possible de déterminer l'amplitude des contraintes présentes dans ledit matériau. Pour cela, il faut à nouveau considérer que ces contraintes se répartissent comme des contraintes biaxiales. Mais, cette fois-ci, il n'est pas indispensable qu'elles soient uniformes.

Cette méthode est donc plus précise que l'interférométrie laser, ce qui explique qu'elle se soit imposée dans l'étude de structures contraintes comme les dispositifs à base de

matériaux III-N. Nous avons réalisé cette mesure sur une poutre AlGaN/GaN/AlN (voir Figure III.23). Elles sont basées sur l'analyse du déplacement du pic de vibration  $E_2^H$  du GaN au niveau de l'interface AlGaN/GaN.

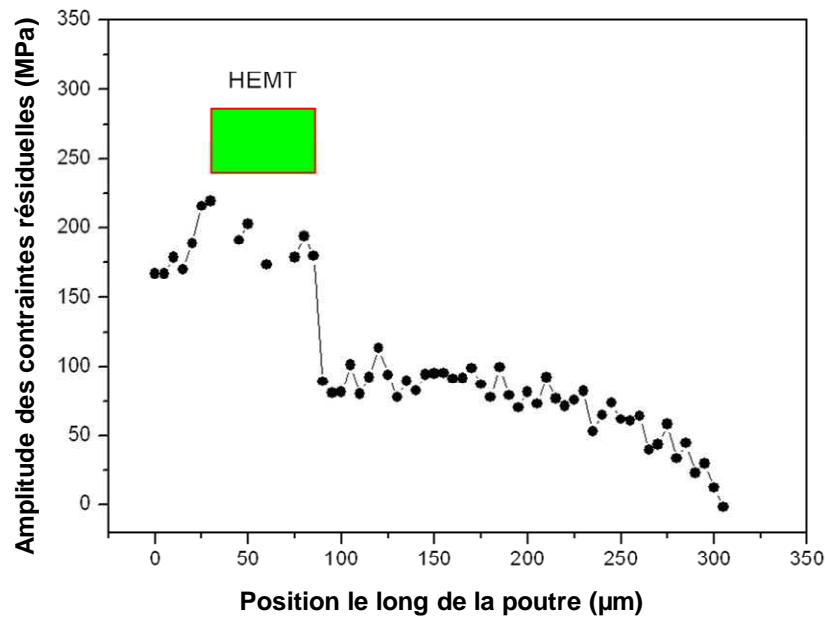


Figure III.24 : Distribution des contraintes à l'interface AlGaN/GaN obtenue par spectroscopie Raman

Au niveau de l'interface de l'hétérostructure, les contraintes résiduelles sont inférieures à 100 MPa sur la longueur de la poutre hormis dans la région du HEMT où elles varient entre 160 MPa et 230 MPa. Ces résultats sont très proches des résultats obtenus par le modèle numérique et amènent deux conclusions importantes.

Tout d'abord, la méthode de détermination des contraintes internes décrites dans cette partie fournit une excellente approximation pour les contraintes résiduelles dans les structures déformables. Il faut bien sûr choisir convenablement l'emplacement et le type de contraintes intrinsèques à utiliser. Ces dernières seront en revanche grandement surestimées par le modèle. La méthode est ainsi adaptable à toutes sortes de techniques de mesure topographique d'une structure comme par exemple la microscopie à force atomique.

La seconde conclusion concerne l'amplitude des contraintes résiduelles dans la poutre AlGaN/GaN/AlN. Si des valeurs de l'ordre de 200 MPa sont importantes du point de vue mécanique pour des semiconducteurs classiques comme le silicium, elles restent éloignées des limites de déformation plastique des matériaux III-N plus rigides. Du point de vue du capteur de déformation, il est possible de calculer la valeur de la polarisation produite par des contraintes biaxiales uniformes de 250 MPa dans l'hétérostructure. Elles sont environ 100 fois moins importantes que la contribution liée aux polarisations spontanées. Cela renforce donc l'hypothèse consistant à les négliger dans la modélisation du capteur de déformation à base de poutres AlGaN/GaN/AlN.

### III.5. Conclusions

Ce troisième chapitre propose une étude d'un capteur de déformation à base de matériaux III-N. Le capteur en question consiste en une poutre encastrée-libre formée d'un empilement d'AlN amorphe et d'une hétérostructure AlGaN/GaN. La détection des contraintes appliquées se fait par le biais d'un HEMT placé à l'encastrement de la poutre selon le principe décrit par Zimmermann et al. [Zimm2006]. L'objectif de capteur est de déterminer l'amplitude d'une force appliquée uniformément sur l'extrémité libre de la poutre. Les dimensions et propriétés de cette poutre limitent son utilisation à une plage de force allant de 1  $\mu\text{N}$  à 10  $\mu\text{N}$  pour des déplacements en bout de poutre respectifs de 488 nm à 4.88  $\mu\text{m}$ .

Un premier modèle numérique par éléments finis a permis de conclure à certaines hypothèses sur le comportement mécanique du capteur. Il a surtout permis de réaliser qu'un modèle numérique général du capteur était impossible du fait des différences d'échelles existantes entre la structure mécanique et le HEMT de détection. Nous avons donc décidé d'établir un modèle analytique du capteur se reposant sur les quelques conclusions issues du modèle numérique. La comparaison entre le comportement électromécanique fournit par chacun des modèles a validé les hypothèses utilisées pour développer le modèle analytique de la polarisation piézoélectrique créée par la force appliquée.

A partir de ce premier résultat, nous avons pu établir deux modèles du capteur. Ils décrivent son comportement lorsque le HEMT est en régime ohmique et lorsqu'il est en régime de saturation. Dans les deux cas, le signal de sortie du HEMT, son courant de drain, varie linéairement avec la force appliquée. Néanmoins, la sensibilité du capteur est supérieure en régime de saturation. Dans les situations les plus favorables, le signal utile à la détection est inférieur de deux ordres de grandeur au signal au repos. Dans ce cas, sa sensibilité maximale de 14,4 A.N<sup>-1</sup> est obtenue pour une tension de drain supérieure à 6 V et une tension de grille de 1 V. Cette tension est limitée par les effets parasites propres aux transistors à effet de champ.

Ces modèles permettent donc de valider le principe de mesure ainsi que la faisabilité d'un tel capteur. Il est néanmoins possible de l'optimiser simplement en modifiant les dimensions de la poutre. L'incertitude sur les résultats du modèle est de l'ordre de 32.7 %. Elle principalement causée par les grands écarts constatés dans les propriétés des matériaux III-N publiées à ce jour. Il s'agit là d'une erreur considérable qui pourrait être réduite par une plus grande activité de recherche sur la fabrication et la caractérisation de dispositifs MEMS à base de nitrures d'éléments III monocristallins.

Nous avons aussi pu caractériser mécaniquement la poutre mise à profit dans le capteur de déformation présenté dans ce chapitre. Cette étude a permis de développer une méthode alliant mesures topographiques et modèle par éléments finis visant à déterminer les contraintes résiduelles présentes dans la poutre après fabrication. Les résultats obtenus par cette méthode ont été confirmés par une caractérisation reposant sur la spectroscopie Raman. La conclusion principale à retenir est la possibilité de négliger les contraintes résiduelles

présentes dans la poutre pour modéliser le capteur. Cela confirme donc l'une des hypothèses utilisées pour développer le modèle analytique du capteur. Par contre, il n'a pas été possible de caractériser électriquement le capteur. Les contacts Schottky des HEMTs de détection fabriqués présentaient tous des défauts empêchant l'effet transistor et donc leur caractérisation dans les conditions prévues par le modèle.

Dans le prochain chapitre de ce manuscrit, nous allons adapter les modèles de comportements développés à un capteur de pression pour les conditions hostiles basé sur les matériaux III-N. Le principe de détection est le même que celui du capteur de déformation mais il s'agit là de détecter la pression ou la force appliquée au centre d'un diaphragme circulaire. La géométrie de capteur amène de nouvelles problématiques que nous allons maintenant aborder.





## **CHAPITRE IV :**

### **ÉTUDE D'UN CAPTEUR DE PRESSION**

-

#### **EXEMPLE D'UN DIAPHRAGME CIRCULAIRE ALGAN/GAN/ALN/AL<sub>2</sub>O<sub>3</sub>**

Au cours de ce chapitre, nous allons aborder la modélisation et la caractérisation d'un capteur de pression composé d'un diaphragme circulaire. Ce diaphragme est constitué d'une structure similaire à celle du capteur de déformation à savoir un empilement AlGaIn/GaN/AlN. Cette fois-ci, nous avons utilisé un substrat de saphir qui permet d'une part d'avoir une couche de nucléation moins épaisse et d'autre part, il sert de diaphragme épais capable de résister à de très hautes pressions.

La cavité du capteur de pression est fabriquée par collage sur un anneau d'acier. L'étude concerne le diaphragme encastré sur tout son périmètre ainsi constitué. Du fait de la géométrie particulière de cette structure suspendue, il faut adapter le modèle développé pour le capteur de déformation afin d'établir le comportement du nouveau capteur face à deux types de charges mécaniques extérieures : une différence de pression uniformément répartie sur la partie déformable du diaphragme et une force appliquée en son centre qui correspond en réalité à la technique de caractérisation que nous aborderons dans ce chapitre.

Les dispositifs fabriqués pour obtenir le capteur de pression ont été développés en partenariat avec l'Institut de Génie Electrique de l'Académie des Sciences à Bratislava en Slovaquie. Leurs procédés de fabrication diffèrent de ceux utilisés pour le capteur de déformation, notamment la proportion molaire d'aluminium présente dans l'AlGaIn qu'ils ont déposé. Encore une fois, puisqu'elle n'est pas au centre du sujet de cette thèse, nous n'aborderons que vaguement la fabrication de ces dispositifs.

## IV.1. Principe du capteur de pression AlGaIn/GaN/AlN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>

### IV.1.1. Description de la structure de détection mécanique

Le capteur de pression étudié est constitué d'une couche de saphir d'épaisseur  $h_{\text{saphir}}$  correspondant à celle du substrat. La couche de nucléation composée d'AlN quasi-amorphe a une épaisseur d'une centaine de nanomètres. Elle est plus fine que la couche de nucléation utilisée pour le capteur de déformation. Cela se justifie par le plus grand accord de maille proposé par le saphir Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> par rapport au silicium. Il est néanmoins possible que la couche de GaN soit soumise à des contraintes résiduelles. La couche de GaN monocristallin a une épaisseur  $h_{\text{GaN}}$  de 3  $\mu\text{m}$ . La couche d'AlGaIn mesure  $h_{\text{AlGaIn}} = 20$  nm comme pour le précédent capteur. Sa proportion molaire est en revanche de 0,25 pour le capteur de pression.

Le dispositif mesure 3,9 mm de rayon. Afin d'obtenir la cavité nécessaire à la mesure de pression, une partie du substrat est destinée à être collé sur un anneau d'acier afin de constituer le diaphragme du capteur. Le collage est réalisé par fusion d'un anneau de verre. L'épaisseur finale de la couche de verre est estimée à 35  $\mu\text{m}$ . Du fait de la faible rigidité de ce matériau par rapport aux autres matériaux présents, cette couche n'a qu'un effet mécanique local près de l'encastrement. Le diaphragme ainsi fabriqué a un rayon  $r_a$  de 2,1 mm. Il réagit comme un diaphragme encastré sur son périmètre de collage. Toutefois, du fait du fluage de l'anneau de verre, l'encastrement n'est pas précisément défini et le rayon effectif du

diaphragme est alors  $r_a \pm 70 \mu\text{m}$ . Cette erreur étant très faible par rapport au rayon libre du diaphragme, elle sera négligée.

Plusieurs HEMTs de détection sont disposés le long du diamètre du diaphragme. L'un d'entre eux est situé sur la partie fixe du substrat afin de servir de référence. Cinq HEMTs sont ensuite répartis le long du diamètre libre selon différentes configurations. Les HEMTs AlGaIn/GaN en question ont une longueur de grille effective  $L_g$  de  $10 \mu\text{m}$  pour une largeur  $W_c$  de  $600 \mu\text{m}$ .

Le repère orthonormé choisi a son origine au centre du diaphragme au milieu de son épaisseur. L'axe  $Ox$  est orienté de l'origine vers l'extérieur et le vecteur  $\vec{u}_x$  est colinéaire avec le rayon selon lequel sont distribués les HEMTs. La position le long de l'axe  $Ox$  sera indiquée par la grandeur  $r$  correspondant à la position le long du rayon portant les HEMTs. L'axe  $Oz$  suit l'axe du cristal de GaN et d'AlGaIn. La Figure IV.1 représente le capteur ainsi constitué pour lequel le diaphragme a une épaisseur totale  $h$  de  $413 \mu\text{m}$  et dont les HEMTs sont répartis à intervalles réguliers le long du rayon libre. La Figure IV.2 représente le dessin des masques correspondant à l'un des types de puces fabriqués sur lequel apparaissent les contacts et connexions du capteur. La Figure IV.3 est une photographie d'un autre type de configuration envisagée pour ce capteur pour laquelle les HEMTs sont distribués le long du diamètre entier.

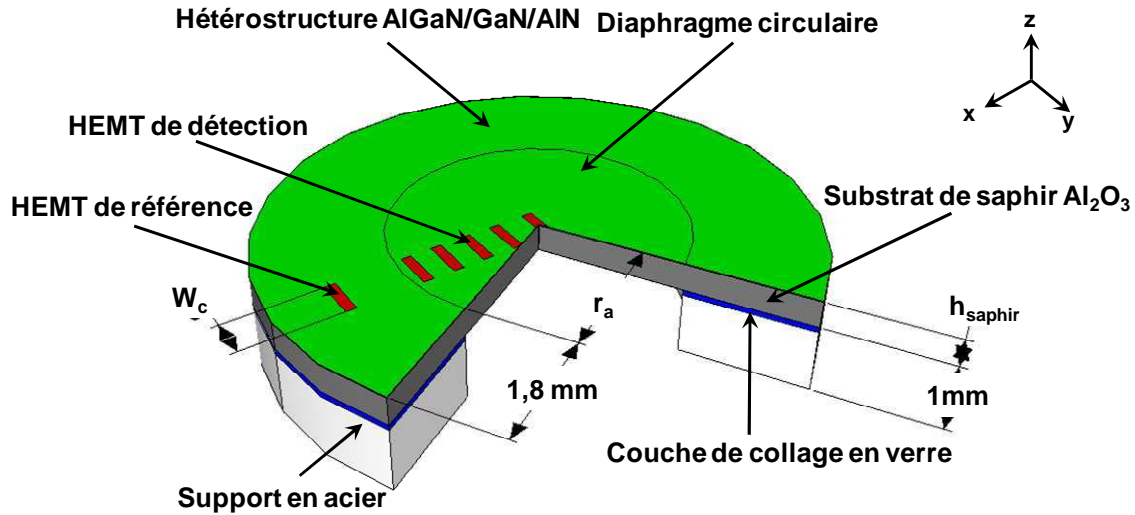


Figure IV.1 : Structure du capteur de pression AlGaIn/GaN/AlN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>

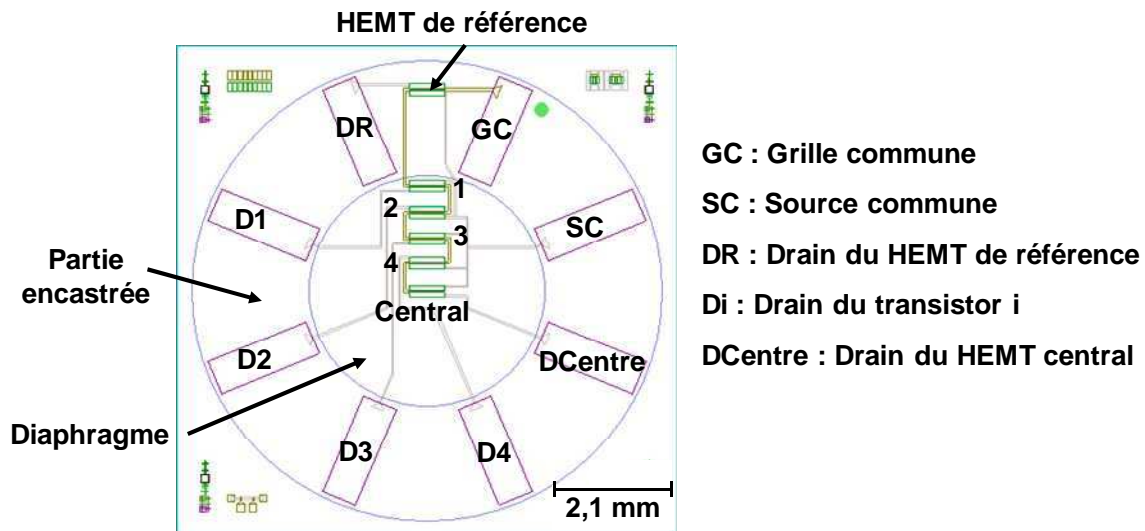


Figure IV.2 : Dessin de masques d'une puce comportant un exemple du capteur de pression

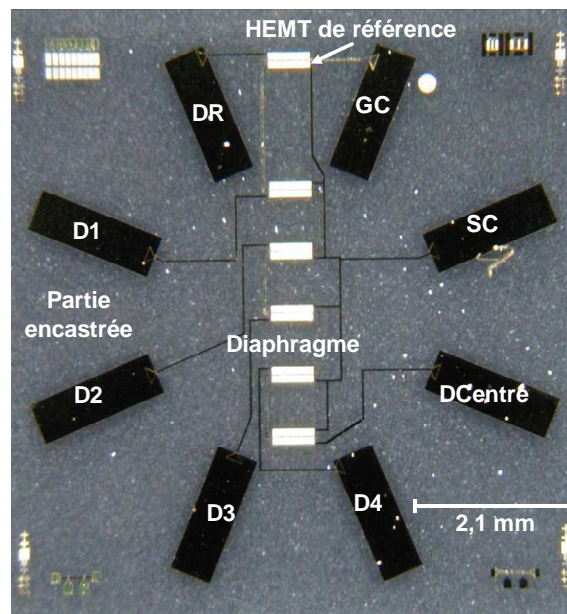


Figure IV.3 : Photographie d'une puce comportant un exemple du capteur de pression

Il est possible de remarquer grâce aux Figures IV.2 et IV.3 que le sens source-drain est parfois inversé afin d'alléger le dessin des masques. Si cela a peu d'importance pour un diaphragme au repos, il n'en va pas de même lorsqu'il est soumis à une contrainte mécanique puisque le sens de variations des phénomènes mécaniques a une influence sur certaines interactions au niveau du HEMT. Dans la suite, nous ne considérons que la configuration décrite par la Figure IV.2.

Avant d'aller plus loin, il faut s'attarder sur quelques particularités propres au diaphragme composant ce capteur de pression. Outre le fait qu'il soit principalement formé de saphir, les épaisseurs mises en jeu par une application à haute pression nous amène à inclure de nouvelles propriétés inhérentes à cette structure.

#### IV.1.2. Propriétés du substrat de saphir Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>

Du fait des épaisseurs mises en jeu dans ce capteur, le comportement mécanique de la structure sera essentiellement contrôlé par la couche de saphir. Ce matériau anisotrope, en plus de constituer une couche bien plus épaisse que les matériaux III-N présents, est plus rigide que ces derniers. Le substrat de saphir est orienté de manière à minimiser les désaccords entre ces matériaux. Il fait partie de la classe trigonale  $\bar{3}2/m$ . Sa matrice de rigidité s'écrit en conséquence :

$$\mathbf{c} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & c_{14} & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & -c_{14} & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ c_{14} & -c_{14} & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & -c_{14} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -c_{14} & \frac{(c_{11} - c_{12})}{2} \end{bmatrix} \quad (\text{IV.1})$$

Cette matrice est sensiblement différente de celle des matériaux III-N et proche de celle du quartz bien que la classe  $\bar{3}2/m$  ne soit pas piézoélectrique. Le saphir est d'ailleurs un isolant parfois utilisé pour les dispositifs SOI. Ses coefficients  $c_{ij}$  respectent les valeurs données dans le tableau IV.1 qui suit.

Tableau IV.1 : Coefficients de rigidité du substrat de saphir à 300 K données en GPa

	$c_{11}$	$c_{33}$	$c_{12}$	$c_{13}$	$c_{14}$	$c_{44}$	$\nu_{\text{saphir}}$
Saphir Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	495	486	171	130	20	130	0,27

Dans l'étude des plaques, il est commun d'utiliser le coefficient de Poisson. Dans le cas de matériaux anisotropes, ce coefficient dépend des directions considérées et de l'orientation du cristal. Dans le cas de réactions mécaniques envisagés dans cette étude, il est possible d'extraire des coefficients de rigidité un coefficient de Poisson équivalent. Dans le cas du substrat de saphir, ce coefficient équivalent est égal à 0,27. Il est aussi possible de calculer le module d'Young équivalent à l'orientation du saphir utilisé ici. Sa valeur est alors  $E_{\text{saphir}} = 345$  GPa.

#### IV.1.3. Contraintes résiduelles dans le diaphragme AlGaN/GaN/AlN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>

Un autre point de différence avec le capteur à base de poutres encastrées libres est la question des contraintes résiduelles. Comme le saphir est présent sous la forme d'une couche massive, les contraintes liées au désaccord de maille présentes dans l'AlGaN ne sont a priori pas relaxées et il faudra les prendre en compte en suivant le modèle exposé dans le Chapitre II. Ces contraintes uniformes agiront de la même façon que les polarisations spontanées en contribuant à la densité de charge surfacique présente à l'interface AlGaN/GaN.

Deux sortes de charges mécaniques extérieures seront étudiées en parallèle : une pression uniformément répartie sur le diaphragme et une force appliquée en son centre. Le premier cas correspond à l'application visée par le capteur alors que le second correspond à une expérimentation que nous avons mise en place pour le tester.

Afin de modéliser ce capteur, il est nécessaire d'établir le modèle du courant de drain des HEMTs de détection en fonction soit de la pression appliquée sur le diaphragme soit de la force appliquée en son centre. Dans le premier cas, une pression élevée exercée par le milieu extérieur déformera le diaphragme vers le bas. Dans le second cas, la force étant appliquée sur la partie inférieure du capteur, il se déformera vers le haut. Il n'est donc pas nécessaire de modéliser l'intégralité du capteur mais seulement sa partie déformable. Les gammes de pression et de force choisies devront assurer un régime élastique linéaire en-deçà des grandes déformations. Les dimensions du capteur ont été déterminées en fonction de ce paramètre ainsi que des limites plastiques des matériaux présents grâce à un modèle numérique simple, comme nous allons le décrire.

## IV.2. Modélisation du comportement électromécanique de la structure

Cette étape de la modélisation présente de grandes différences avec celle développée pour le capteur de déformation. Bien que la démarche s'en inspire, la symétrie du diaphragme et le type de charges mécaniques considéré aboutissent à des résultats plus complexes à traiter.

Un modèle numérique des phénomènes mécaniques a été développé essentiellement afin de dimensionner le capteur. Les remarques sur les échelles de travail mentionnées au chapitre précédent sont encore plus pertinentes dans le cas du capteur de pression, invalidant à nouveau la piste d'un modèle numérique complet. Nous avons donc par la suite mis au point un modèle analytique des effets piézoélectriques. Dans la suite, les indices  $X_p$  et  $X_f$  décriront les grandeurs relatives aux deux types de charges mécaniques étudiées : l'application soit d'une pression  $p$  répartie sur le diaphragme soit d'une force  $F$  en son centre.

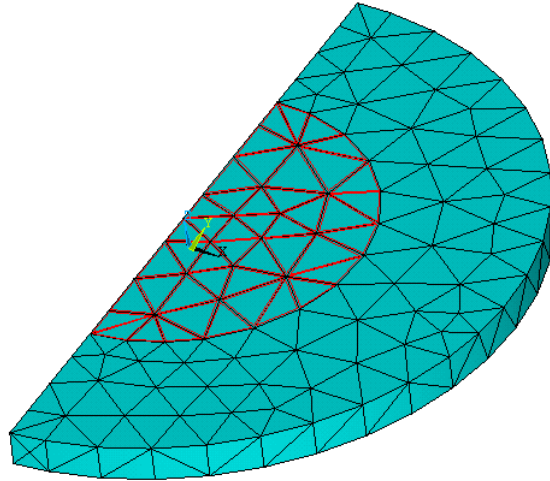
### IV.2.1. Modèle numérique par la méthode des éléments finis

Le capteur de pression développé au cours de cette thèse est destiné à mesurer de très hautes pressions. La dimension la plus critique dans ce cadre est l'épaisseur du diaphragme. Pour un objectif de pression maximale de 10 MPa, il faut que les contraintes générées dans la structure restent inférieures aux limites de déformation plastique des matériaux utilisés et notamment de celles du saphir. La contrainte limite plastique de ce matériau est de l'ordre de 400 MPa. Mais ce n'est pas le seul critère à retenir. Les substrats de saphir sont disponibles pour des épaisseurs minimales de 410  $\mu\text{m}$ . Si l'on veut réduire cette épaisseur, il faut avoir recours à des procédés de polissage complexes. Du fait de la rigidité du saphir, ces substrats amincis souffrent d'une épaisseur non uniforme, inadaptée aux applications visées. Nous avons donc modélisé un diaphragme circulaire dont la couche de saphir correspond à l'épaisseur maximale des substrats de saphir disponibles.

Notons que du fait de sa géométrie particulière, il est possible de ne modéliser qu'un demi-diaphragme en choisissant convenablement les conditions limites du modèle le long du diamètre de section. Puisque le saphir joue un rôle prépondérant dans la mécanique de la structure étudiée, seule cette couche a été modélisée avec une épaisseur  $h$  correspondante à l'épaisseur totale du diaphragme.

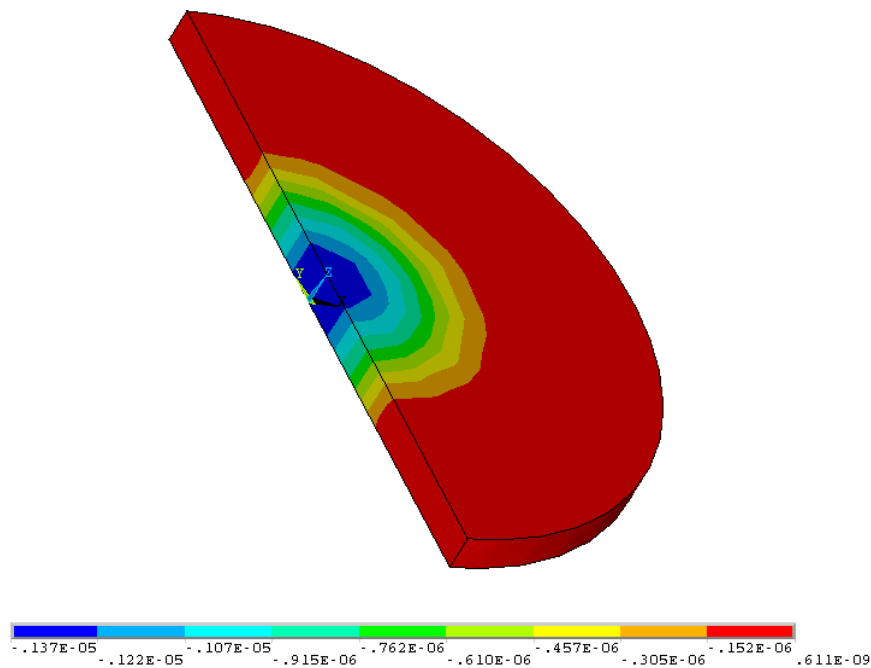
L'élément choisi pour le modèle est cette fois-ci l'élément Solid98. Il s'agit d'un élément tétraédrique dont la forme est plus adaptée à une structure cylindrique que l'élément solid226 utilisé pour la poutre encastree-libre. Nous avons inclus dans le modèle la partie fixe et la partie déformable du diaphragme. L'encastrement a été défini en fixant les nœuds extérieurs à l'enveloppe de la partie fixe. Le modèle final peut être vu sur la Figure IV.4.



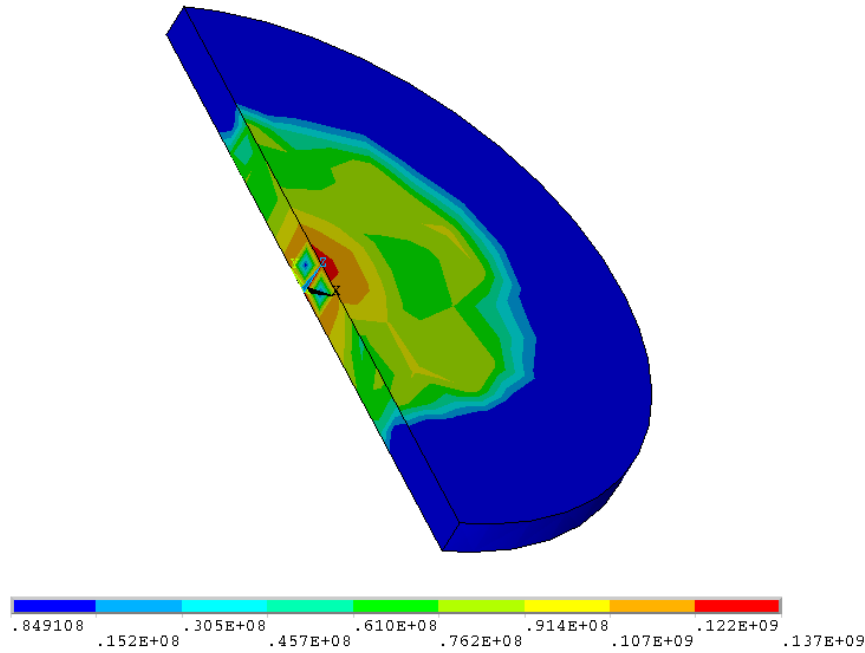


**Figure IV.4 : Modèle par éléments finis du diaphragme en saphir.**  
Les arêtes rouges délimitent la partie libre du diaphragme sur laquelle la pression est appliquée.

Pour une pression de 10 MPa, il est possible d'extraire la répartition du déplacement vertical dans la structure ainsi que l'intensité des contraintes présentes dans les matériaux. Les résultats sont donnés par les Figures IV.5 et IV.6.



**Figure IV.5 : Distribution du déplacement vertical du diaphragme pour une pression de 10 MPa**



**Figure IV.6 : Intensité des contraintes présentes dans le saphir pour une pression de 10 MPa**

Pour une pression de 10 MPa, le diaphragme se déplace au maximum de 1,4  $\mu\text{m}$  en son centre. Cela semble peu mais la Figure IV.6 montre que dans cette région les contraintes sont déjà de l'ordre de 140 MPa, une valeur proche de la limite plastique du matériau. Notons que les contraintes de cisaillement ont une amplitude négligeable face aux contraintes normales. Ainsi en gardant une épaisseur de 410  $\mu\text{m}$  de saphir, il serait possible d'atteindre des pressions de l'ordre de 30 MPa sans déformation plastique et ce, tout en restant en régime de petites déformations.

Puisque cela évite aussi d'avoir recours à des procédés de polissage du saphir, il a été décidé de conserver l'épaisseur nominale du substrat de saphir pour fabriquer le capteur de pression. Nous travaillerons donc avec  $h_{\text{saphir}} = 410 \mu\text{m}$  dans la suite. De plus, avec ces dimensions, le modèle mécanique par éléments finis permet d'affirmer que l'on travaillera bien en régime élastique linéaire dans la gamme de pressions visées. Par extension, il est possible de faire l'hypothèse que pour des forces générant des déplacements similaires, nous resterons aussi dans un régime linéaire.

Enfin, il est possible de faire l'hypothèse que dans les deux cas, pour des déplacements de l'ordre de quelques microns au centre du diaphragme, les contraintes de cisaillement sont négligeables sur la majeure partie du diaphragme. Cela nous permet de définir les gammes de fonctionnement en pression et en force du capteur. Nous bornons ainsi la gamme de pression entre 1 MPa et 10 MPa. La gamme de force résultant à des déplacements de l'ordre du micron se situe entre 5 N et 50 N. Fort de ces observations, il est désormais possible de développer le modèle analytique correspondant aux effets piézoélectriques dans le capteur de pression.

## IV.2.2. Modèle analytique de la polarisation piézoélectrique

Le modèle analytique établi pour la polarisation piézoélectrique suit la même démarche que celle décrite pour le capteur de déformation. Toutefois, nous utiliserons cette fois-ci la théorie des plaques de Timoshenko pour décrire le diaphragme [Timo1959]. Il est important de réaliser que notre structure se situe néanmoins aux limites de validité de la théorie de cette théorie puisque son rapport diamètre/épaisseur est de l'ordre de 10,1. Cela entraînera une approche légèrement différente dans le cas de la force concentrée au centre du diaphragme.

### IV.2.2.1. Hypothèse sur la déformation du diaphragme

La théorie des plaques permet dans notre cas de négliger les contraintes de cisaillement présentes dans le matériau, une hypothèse confirmée par le modèle numérique. Elle se repose pour cela sur l'hypothèse d'Euler-Bernoulli adaptée aux plaques. Comme le saphir est le contributeur majeur au comportement mécanique du diaphragme, il est possible d'obtenir l'expression du tenseur de contraintes pour les deux cas de charges mécaniques mentionnés.

Pour une force comme pour une pression, ce tenseur est biaxial dans le plan. Et puisque l'on néglige les contraintes de cisaillement, il est possible de déterminer son expression en fonction de la position  $r$  le long du rayon dans les deux cas étudiés :

$$\mathbf{T}_p = \begin{bmatrix} T_1 = \frac{3pz}{4h^3} [r^2(3+\nu) - r_a^2(1+\nu)] \\ T_2 = \frac{3pz}{4h^3} [r^2(1+3\nu) - r_a^2(1+\nu)] \\ T_3 = 0 \\ T_{23} = 0 \\ T_{13} = 0 \\ T_{12} = 0 \end{bmatrix} \quad \mathbf{T}_f = \begin{bmatrix} T_1 = \frac{3Fz}{\pi h^3} \left[ (1+\nu) \ln\left(\frac{r_a}{r}\right) - 1 \right] \\ T_2 = \frac{3Fz}{\pi h^3} \left[ (1+\nu) \ln\left(\frac{r_a}{r}\right) - \nu \right] \\ T_3 = 0 \\ T_{23} = 0 \\ T_{13} = 0 \\ T_{12} = 0 \end{bmatrix} \quad (IV.2)$$

Ces contraintes évoluent de manière quadratique lorsque le capteur est soumis à une pression et de manière logarithmique dans le cas d'une force appliquée en son centre. Cela signifie d'une part que le comportement mécanique du diaphragme est plus complexe que celui de la poutre. D'autre part, on remarque que les contraintes vont changer de signe lorsque l'on parcourt le rayon du diaphragme.

Si l'on se positionne sur la partie supérieure du diaphragme,  $p$  étant pris positif quelque soit le repère considéré, les contraintes en pression seront de signe négatif près du centre. Elles seront donc compressives dans cette région alors qu'elles seront en tension près de l'encastrement. Dans le cas d'une force appliquée sur la partie inférieure du diaphragme,  $F$  est positif dans le repère choisi. Sur la partie supérieure du diaphragme, les contraintes seront en tension dans la région centrale et donc en compression vers l'encastrement.

#### IV.2.2.2. Contraintes au centre du diaphragme dans le cas d'une force concentrée

Le cas de la force concentrée au milieu d'une plaque est particulier. Il faut noter que cette expression n'est pas définie pour  $r = 0$ . En effet, dans le cas d'une force concentrée au milieu d'une plaque, l'hypothèse consistant à négliger les contraintes de cisaillement atteint ses limites. Il faut alors utiliser un modèle 3D afin de déterminer la contrainte exacte. Celle-ci ne varie alors plus linéairement dans l'épaisseur. Puisque nous ne considérons pas les variations des grandeurs électrostatiques sur une épaisseur correspondant à celle de l'hétérostructure piézoélectrique, il est néanmoins possible de déterminer au premier ordre l'amplitude des contraintes pour  $r = 0$ . Auquel cas, le tenseur de contrainte prend la forme suivante :

$$\mathbf{T}_f|_{r=0} = \begin{bmatrix} T_1 = \frac{2Fz}{h^3}(1+\nu) \left[ 0,485 \ln\left(\frac{r_a}{h}\right) + 0,52 \right] \\ T_2 = T_1 \\ T_3 = 0 \\ T_{23} = 0 \\ T_{13} = 0 \\ T_{12} = 0 \end{bmatrix} \quad (\text{IV.3})$$

Le tenseur de déformation de cette structure s'écrit alors dans les deux cas :

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} S_1 = s_{11}T_1 + s_{12}T_2 \\ S_2 = s_{12}T_1 + s_{11}T_2 \\ S_3 = s_{13}(T_1 + T_2) \\ S_{23} = 0 \\ S_{13} = 0 \\ S_{12} = 0 \end{bmatrix} \quad (\text{IV.4})$$

#### IV.2.2.3. Expression de la polarisation piézoélectrique

En procédant de la même façon décrite dans le chapitre précédent, on constate que le champ de polarisation piézoélectrique produit dans l'hétérostructure n'a qu'une seule composante non nulle : sa composante verticale  $P_z$ . Celle-ci suit alors la formule suivante dans le cas général :

$$P_z = (T_1 + T_2)(e_{31}(s_{11} + s_{12}) + e_{33}s_{13}) \quad (\text{IV.5})$$

Formellement, cette expression est proche de celle obtenue dans le cas de la poutre. Il est possible de constater que les deux composantes planaires du tenseur de contraintes présentes dans le diaphragme se somment du point de vue des effets piézoélectriques. Cette formule diffère néanmoins du cas du chapitre précédent puisque les coefficients de souplesse à prendre en compte ne sont plus ceux d'un matériau monocouche équivalent mais ceux du

saphir. En développant l'expression des contraintes dans le cas de l'application d'une pression, on obtient la polarisation piézoélectrique  $P_{z,p}$  donnée par la formule IV.6.

$$P_{z,p} = K_{p,MAT} p z g_p(r)$$

$$K_{p,MAT} = \frac{3(1+\nu)(e_{31}(s_{11} + s_{12}) + e_{33}s_{13})}{h^3} < 0 \quad (IV.6)$$

$$g_p(r) = r^2 - \frac{r_a^2}{2}$$

Nous introduisons la grandeur  $K_{p,MAT}$  contenant certaines constantes relatives aux propriétés des matériaux et aux dimensions de la structure jouant un rôle similaire à la constante  $K_{MAT}$  utilisée pour décrire le capteur de déformation.  $K_{p,MAT}$  suit l'expression donnée en IV.6 et s'exprime donc en C.Pa<sup>-1</sup>.m<sup>-5</sup>. Nous définissons aussi la fonction  $g_p(r)$  portant les variations de la polarisation en fonction de la position considérée le long du rayon portant les HEMTs. Cela permet de donner à la polarisation une forme mettant en avant ses dépendances.

Nous avons procédé de la même manière pour la polarisation  $P_{z,f}$  générée par une force appliquée au centre du diaphragme :

$$P_{z,f} = K_{f,MAT} F z g_f(r)$$

$$K_{f,MAT} = \frac{6(1+\nu)(e_{31}(s_{11} + s_{12}) + e_{33}s_{13})}{\pi h^3} < 0 \quad (IV.7)$$

$$g_f(r) = \ln\left(\frac{r_a}{r}\right) - \frac{1}{2}$$

Nous introduisons cette fois-ci  $K_{f,MAT}$  qui s'exprime en C.N<sup>-1</sup>.m<sup>-3</sup> et  $g_f(r)$ , la fonction contrôlant les effets de la position le long du rayon portant les HEMTs. De cette manière, nous obtenons une cohérence formelle entre les deux situations à l'étude qui facilitera les étapes de modélisation subséquentes. Notons que la polarisation générée dans la poutre AlGaIn/GaN/AlN définie au chapitre précédent pourrait aussi être mise sous cette forme. Cela dénote la possibilité de généralisation du travail de modélisation présenté dans ce manuscrit.

Afin de mieux appréhender le comportement des grandeurs  $P_{z,p}$  et  $P_{z,f}$ , nous avons tracé leurs variations selon  $r$  pour une pression de 5 MPa et une force de 10 N. Dans ces conditions, on obtient un déplacement maximal respectivement de 685 nm et 396 nm au centre du diaphragme et des contraintes de même ordre de grandeur. Nous avons calculé ces polarisations à l'interface AlGaIn/GaN côté AlGaIn. Il est bon de retenir qu'il existe toujours une discontinuité de la polarisation à cet endroit du fait des différences entre les propriétés piézoélectriques du GaN et de l'AlGaIn. Nous indiquons aussi la polarisation générée au centre du diaphragme dans le cadre de l'approximation fournie par la formule IV.3. Les résultats obtenus ont été rassemblés dans la Figure IV.7.

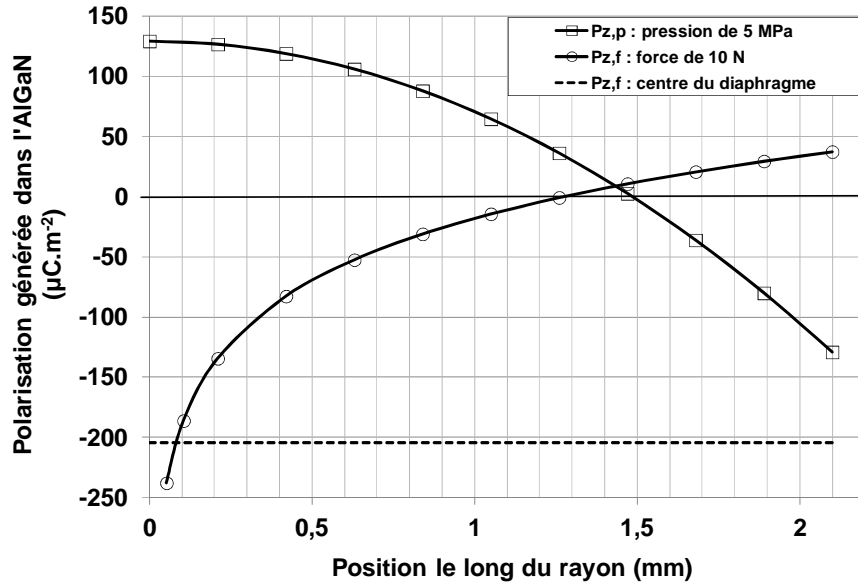


Figure IV.7 : Polarisation piézoélectriques générées à l'interface AlGaN/GaN côté AlGaN

A l'interface AlGaN/GaN,  $P_{z,p}$  est positif au centre du diaphragme où les contraintes sont compressives. Il évolue ensuite de manière quadratique en  $r$  et s'annule pour  $r = 0,71 r_a$  pour prendre un signe négatif synonyme de contraintes en tension et ce, jusqu'à l'encastrement. L'amplitude maximale de la polarisation est obtenue aussi bien au centre et à l'encastrement. Pour une pression de 5 MPa, cette valeur atteint  $\pm 129 \mu\text{C.m}^{-2}$ .

Si l'on revient au cas de la force concentrée, on peut observer que la polarisation évolue comme un logarithme croissant en  $r$  s'annulant pour  $r = 0,61 r_a$ . Elle est négative près du centre et positive à l'encastrement. Notons que la valeur absolue de la polarisation obtenue par l'approximation 3D au centre du diaphragme est effectivement inférieure à celle proposée par le modèle établi pour le reste de la structure. Cela met en avant l'erreur engendrée par l'hypothèse consistant à négliger l'influence des contraintes de cisaillement dans cette région. Elle constitue néanmoins la polarisation maximale obtenue dans ce cas de figure et correspond à une valeur de  $204 \mu\text{C.m}^{-2}$  pour une force appliquée de 10 N. Nous pouvons aussi établir que le modèle sans cisaillement est valide pour  $r > 0,2$  mm puisque pour cette position, nous sommes a priori assez éloignés du centre pour négliger les contraintes de cisaillement sans créer d'erreur sur le modèle.

Dans les deux cas, il est intéressant de constater que suivant la position du HEMT de détection, les effets piézoélectriques se traduiront soit par une augmentation soit par une diminution du courant de drain ce qui n'était pas le cas du capteur de déformation. Il est en revanche possible de prédire que les sensibilités maximales seront obtenues pour le transistor central puisque l'on obtient les amplitudes de polarisation les plus élevées dans cette région que ce soit pour la pression ou pour la force concentrée.

#### IV.2.2.4. Sensibilité électromécanique du capteur de pression

Les polarisations générées dans ce capteur de pression sont beaucoup plus importantes que celles générées dans le capteur de déformation. Cela s'explique avant tout par les dimensions supérieures du capteur de pression. Afin de mieux comparer ces deux structures, nous allons déterminer la sensibilité électromécanique du capteur pour les deux cas de charges mécaniques envisagés.

Nous rappelons la formule permettant d'obtenir la sensibilité électromécanique d'une structure déformable piézoélectrique à base d'hétérostructures AlGaIn/GaN :

$$\sigma_{POL} = P_{z,GaN} - P_{z,AlGaIn} \quad (IV.8)$$

$$S_{EM,p} = \left| \frac{\partial \sigma_{POL,p}}{\partial p} \right| \quad S_{EM,f} = \left| \frac{\partial \sigma_{POL,f}}{\partial F} \right|$$

Dans chacune des situations, nous obtenons les expressions suivantes pour  $S_{EM}$  :

$$S_{EM,p} = \frac{h(K_{p,GaN} - K_{p,AlGaIn})}{2} \left| r^2 - \frac{r_a^2}{2} \right| \quad (IV.9)$$

$$S_{EM,f} = \frac{h(K_{f,GaN} - K_{f,AlGaIn})}{2} \left| \ln\left(\frac{r_a}{r}\right) - \frac{1}{2} \right|$$

Dans le cas de la pression, la sensibilité maximale est obtenue au centre et à l'encastrement. Elle vaut alors  $4,68 \mu C.m^{-2}.MPa^{-1}$ . Sur la gamme de pression allant de 1 MPa à 10 MPa, la densité interfacique variera alors de  $4,68 \mu C.m^{-2}$  à  $46,8 \mu C.m^{-2}$ . Dans le cas de la force, la sensibilité maximale est obtenue au centre dans l'approximation 3D et vaut  $3,70 \mu C.m^{-2}.N^{-1}$ . Dans la gamme de forces allant de 5 N à 50 N, la densité interfacique pourra s'étendre de  $18,5 \mu C.m^{-2}$  à  $185 \mu C.m^{-2}$ . Ainsi, à déplacement vertical similaire, le diaphragme sera plus efficace dans le cas de forces appliquées en son centre que dans le cas de pressions réparties sur sa surface.

De plus, cette structure permet de générer des densités de charge à l'interface jusqu'à dix fois plus importantes qu'avec la poutre AlGaIn/GaN/AlN. Cette dernière avait en effet une sensibilité de l'ordre de  $1.10 \mu C.m^{-2}.\mu N^{-1}$  pour une gamme de force allant de 1  $\mu N$  à 10  $\mu N$ , ce qui autorisait une densité maximale de l'ordre de  $11 \mu C.m^{-2}$ . Retenons donc que la structure électromécanique formée par le diaphragme aura une influence plus prononcée sur la réponse des HEMTs de détection que celle qui existait pour le capteur de déformation. Les principales étapes franchies pour établir ce modèle électromécanique sont résumées en Figure IV.8.

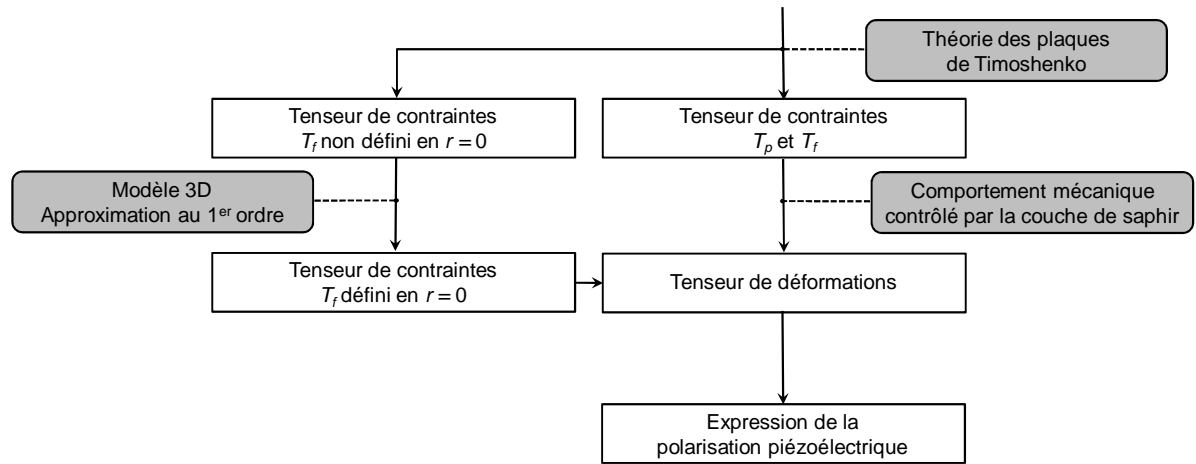


Figure IV.8 : Etapes de modélisation de la polarisation piézoélectrique générée dans le capteur de pression

Toutefois, contrairement à la poutre décrite au Chapitre III, le diaphragme utilisé ici n'est pas intégralement piézoélectrique. Cela va se traduire en termes de contributions différentes au niveau des HEMTs de détection. Il est donc temps de passer à l'étape de modélisation les concernant.



### IV.3. Modélisation du HEMT de détection

Si le comportement quantique des HEMTs utilisées dans ce capteur de pression est identique à celui présent dans le capteur de déformation étudié précédemment, il n'en va pas de même pour la partie électrostatique puisque le saphir n'est pas piézoélectrique comme nous allons le constater. Nous nous intéresserons aussi au cas particulier constitué par le HEMT de détection central, qui du fait de sa position, possède un fonctionnement légèrement différent des autres. Sur la Figure IV.9, nous rappelons à nouveau le diagramme de bandes du HEMT afin de faciliter la lecture des différentes étapes.

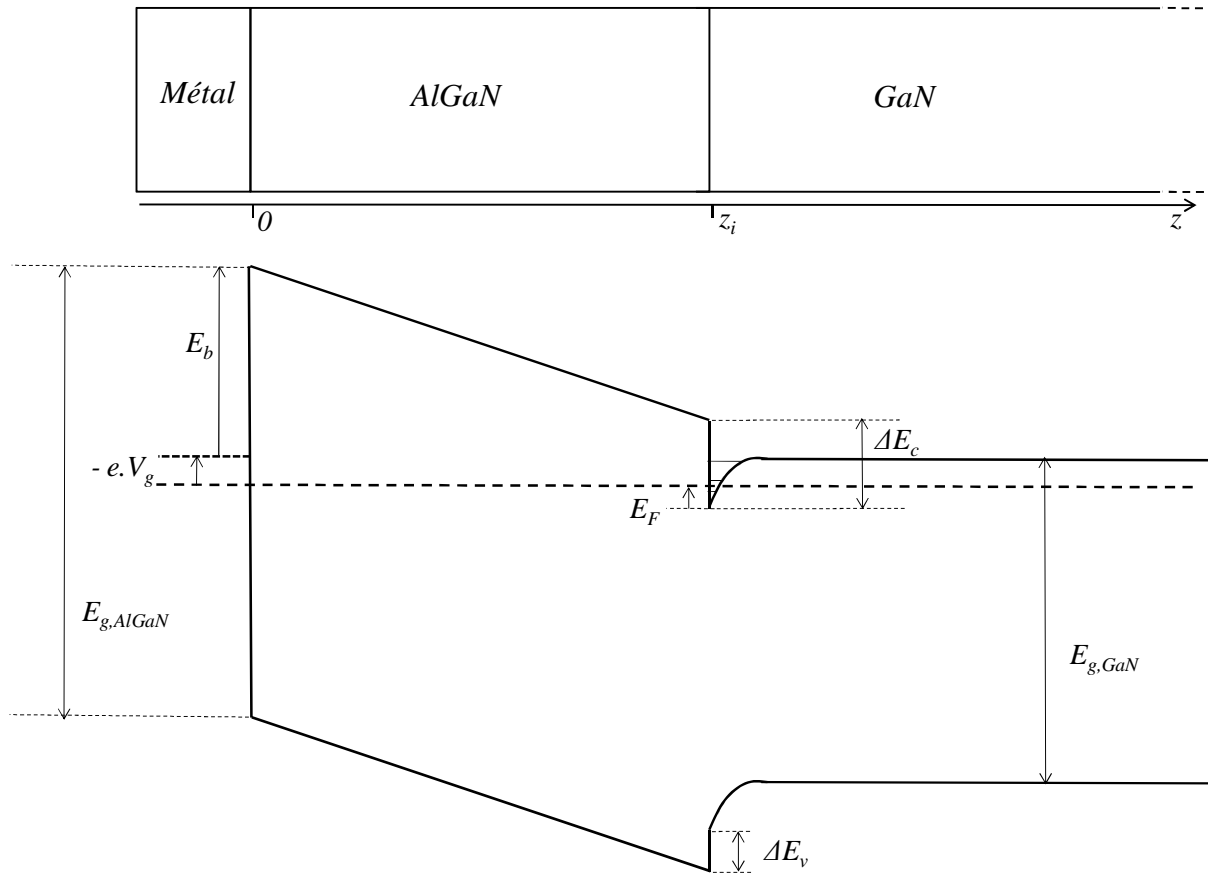


Figure IV.9 : Diagramme de bandes d'un HEMT à base d'hétérostructure AlGaN/GaN

### IV.3.1. Densité $n_s$ du gaz d'électrons bidimensionnel

Afin d'adapter le modèle établi pour le HEMT de détection du capteur de déformation, il faut revoir les différentes étapes concernant les équations de l'électrostatique. Mais tout d'abord, nous allons procéder au même changement de repère que précédemment en déplaçant l'origine de la fibre neutre à la surface de la couche d'AlGaIn et en inversant l'axe  $Oz$ . Il faut donc à nouveau modifier les expressions de la polarisation établies en partie IV.2 pour qu'elle soit cohérente avec le repère semiconducteur.

Les fonctions de positions  $g_p(r)$  et  $g_f(r)$  ainsi que les constantes  $K_{p,MAT}$  et  $K_{f,MAT}$  restent inchangées. En revanche il faut réécrire la coordonnée  $z$  dans le nouveau repère.  $F$  sera désormais compté négativement puisque la force concentrée est dirigée vers le haut. De plus comme le signe de la pression  $p$  ne dépend pas du repère, il faut ajouter un signe négatif dans l'expression de la polarisation  $P_{z,p}$  afin de tenir compte de l'inversion de la direction de l'axe vertical. Les expressions des polarisations spontanées dans les deux cas d'excitation mécanique envisagés deviennent :

$$P_{z,p} = -pK_{p,MAT}g_p(r)\left(\frac{h}{2} - z\right) \quad (IV.10)$$

$$P_{z,f} = FK_{f,MAT}g_f(r)\left(\frac{h}{2} - z\right)$$

#### IV.3.1.1. Effets des polarisations piézoélectriques et spontanées

Il convient maintenant de répertorier les différentes contributions piézo- et pyroélectriques existantes dans ce capteur. Outre les polarisations spontanées, il est bon de rappeler que les polarisations liées au désaccord de maille sont aussi présentes dans la couche d'AlGaIn. Rappelons que cette polarisation n'a qu'une composante verticale non nulle qui suit l'expression suivante décrite au Chapitre II :

$$P_{MAILLE} = 2 \cdot \frac{a_{0,GaN} - a_{0,AlGaIn}}{a_{0,AlGaIn}} \left[ e_{31,AlGaIn} - e_{33,AlGaIn} \frac{c_{13,AlGaIn}}{c_{33,AlGaIn}} \right] \quad (IV.11)$$

A l'instar des polarisations spontanées, elle est donc uniforme et génère une densité de charge surfacique de signe positif à l'interface AlGaIn/GaN qui dans le repère semiconducteur suit la loi suivante :

$$\sigma_{MAILLE} = -P_{MAILLE} > 0 \quad (IV.12)$$

Gardons aussi à l'esprit qu'il est possible que les contraintes résiduelles dans le GaN soient non nulles. Auquel cas cela se traduirait sur les tensions de seuil des HEMTs de détection. Seule la mesure peut permettre de statuer sur leur valeur et leur signe. Dans le cadre du modèle, nous les considérons négligeables.

La densité de charge interfacique générée par les différents effets piézo- et pyroélectriques présents dans le capteur de pression s'écrit comme suit :

$$\sigma_{AlGaN/GaN} = \sigma_{sp} + \sigma_{MAILLE} + \sigma_{POL} \quad (IV.13)$$

En considérant les deux cas de figure présentés dans ce chapitre, cette densité prend les formes suivantes, respectivement pour le cas d'une pression puis d'une force appliquée sur le diaphragme :

$$\begin{aligned} \sigma_{AlGaN/GaN,p} &= (\sigma_{sp} + \sigma_{MAILLE}) - \frac{pg_p(r)h(K_{p,AlGaN} - K_{p,GaN})}{2} \\ \sigma_{AlGaN/GaN,f} &= (\sigma_{sp} + \sigma_{MAILLE}) + \frac{Fg_f(r)h(K_{f,AlGaN} - K_{f,GaN})}{2} \end{aligned} \quad (IV.14)$$

Dans le cas de la pression, on constate que la densité générée est de signe négatif. Le signe de  $\sigma_{AlGaN/GaN}$  sera globalement positif du fait des ordres de grandeurs des densités liés aux polarisations spontanées et au désaccord de maille. Il faut cependant retenir qu'en augmentant la pression, on diminue la densité de charge interfacique. A l'inverse, la contribution apportée par l'application de la force au centre du diaphragme a un signe positif et augmente avec la valeur de la force appliquée.

La densité volumique qui naît du gradient de polarisation dans les deux cas mécaniques étudiés suit les mêmes règles que celles édictées pour le capteur de déformation. On obtient les densités suivantes :

$$\begin{aligned} \rho_{p,MAT} &= -pK_{p,MAT}g_p(r) \\ \rho_{f,MAT} &= FK_{f,MAT}g_f(r) \end{aligned} \quad (IV.15)$$

Du fait des hypothèses amenées par la théorie des poutres, ces densités volumiques sont encore une fois invariantes dans l'épaisseur de la structure et ont une forme similaire à celle obtenue dans le cas de la poutre AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub>/AlN. Toutefois, leurs variations le long du canal de chaque HEMT est beaucoup plus complexe.

#### IV.3.1.2. Résolution électrostatique : relation $n_s(E_F, V_g)$

Nous allons suivre le cheminement parcouru lors de la description du capteur de déformation en résolvant d'abord l'équation de Poisson dans l'AlGa<sub>N</sub> puis l'équation de Gauss dans le Ga<sub>N</sub>.

##### IV.3.1.2.1. Equation de Poisson dans l'AlGa<sub>N</sub>

Le raisonnement concernant l'équation de Poisson dans l'AlGa<sub>N</sub> n'est pas modifié puisque les hypothèses retenues sont toujours valides. En effet, il existe une similitude formelle entre les densités volumiques propres au capteur de pression et celle obtenue dans le cas du capteur de déformation. Les variations le long du canal n'intervenant pas dans cette étape, il est possible d'établir simplement le champ électrique à l'interface AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> côté

AlGaN en se référant aux résultats du Chapitre III. On obtient ainsi les expressions suivantes pour les deux types de charges mécaniques considérées :

$$E_{p,AlGaN}(z_i) = \frac{I}{h_{AlGaN}} \left[ V_g - \frac{E_F}{e} - \left( \frac{E_b}{e} - \frac{\Delta E_c}{e} \right) - \frac{pK_{p,AlGaN} g_p(r) h_{AlGaN}^2}{2\epsilon_{AlGaN}} \right] \quad (IV.16)$$

$$E_{f,AlGaN}(z_i) = \frac{I}{h_{AlGaN}} \left[ V_g - \frac{E_F}{e} - \left( \frac{E_b}{e} - \frac{\Delta E_c}{e} \right) + \frac{FK_{f,AlGaN} g_f(r) h_{AlGaN}^2}{2\epsilon_{AlGaN}} \right]$$

Il est néanmoins nécessaire de se rappeler que l'AlGaN utilisé dans cette structure possède des propriétés légèrement différentes de celui utilisé dans le capteur de déformation. En effet, la concentration molaire d'aluminium dans le cas du diaphragme est de 0,25 et non plus de 0,4. Il en va de même pour les paramètres  $\Delta E_c$  et  $E_b$  qui devront être mesurés sur le HEMT de référence.

#### IV.3.1.2.2. Equation de Gauss dans le GaN

L'équation de Gauss doit être résolue différemment et va permettre de distinguer l'effet de la couche de saphir non piézoélectrique. Dans le cas de la poutre AlGaN/GaN/AlN, nous avons dû choisir une condition limite pour laquelle le champ s'annule. Nous avons donc exploité les caractéristiques de la fibre neutre. Dans le cas du diaphragme, il n'y a aucune densité de charge volumique dans l'épaisseur du saphir. On ne peut plus se servir de la fibre neutre, se trouvant dans le saphir, comme condition limite.

En revanche, il est possible de déterminer le champ électrique à proximité de l'interface GaN/AlN. Puisque l'AlN est amorphe, il est possible d'estimer que ce champ est porté uniquement par la densité de charge créée à l'interface par les effets piézoélectriques générés par l'application d'efforts mécaniques.

En conséquence, en écrivant les relations de passage à l'interface GaN/AlN de coordonnées  $z_0 = h_{AlGaN} + h_{GaN}$ , il est possible de déterminer l'expression du champ électrique côté GaN :

$$E_{GaN}(z_0) = -\frac{\sigma_{GaN/AlN}}{\epsilon_{GaN}} \quad (IV.17)$$

La densité interfacique  $\sigma_{GaN/AlN}$  est contrôlée par la polarisation générée par les contraintes mécaniques. On en tire l'expression du champ  $E_{GaN}(z_0)$  :

$$E_{GaN}(z_0) = -\frac{P_{z,GaN}(z_0)}{\epsilon_{GaN}} \quad (IV.18)$$

Rappelons que l'épaisseur totale du diaphragme est grande devant celle de la couche d'AlGaIn. On en déduit l'expression du champ à cette interface côté GaN dans les deux cas d'excitation mécanique considérés :

$$\begin{aligned}\varepsilon_{\text{GaN}} E_{p,\text{GaN}}(z_0) &= p K_{p,\text{GaN}} g_p(r) \left( \frac{h}{2} - z_0 \right) \approx p K_{p,\text{GaN}} g_p(r) \left( \frac{h}{2} - h_{\text{GaN}} \right) \\ \varepsilon_{\text{GaN}} E_{f,\text{GaN}}(z_0) &= -F K_{f,\text{GaN}} g_f(r) \left( \frac{h}{2} - z_0 \right) \approx -F K_{f,\text{GaN}} g_f(r) \left( \frac{h}{2} - h_{\text{GaN}} \right)\end{aligned}\quad (\text{IV.19})$$

Il est maintenant possible de résoudre l'équation de Gauss en considérant un cylindre de surface unitaire s'étendant de l'interface AlGaIn/GaN à l'interface GaN/AlN c'est-à-dire entre  $z_i$  et  $z_0$ . Sa hauteur est donc égale à l'épaisseur  $h_{\text{GaN}}$  de la couche de GaN, qui est petite devant l'épaisseur  $h$  du diaphragme. Auquel cas, on obtient la relation suivante reliant la densité du gaz d'électrons au champ électrique à l'interface AlGaIn/GaN dans le cas de la pression ou de la force appliquée :

$$\begin{aligned}\varepsilon_{\text{GaN}} E_{p,\text{GaN}}(z_i) &= en_s + \frac{hp K_{p,\text{GaN}} g_p(r)}{2} \\ \varepsilon_{\text{GaN}} E_{f,\text{GaN}}(z_i) &= en_s - \frac{hF K_{f,\text{GaN}} g_f(r)}{2}\end{aligned}\quad (\text{IV.20})$$

Ce résultat est intéressant. Du point de vue du champ électrique, les effets générés dans le volume se somment aux effets générés à l'interface inférieure GaN/AlN. L'effet total est formellement similaire à ce que l'on aurait obtenu si le diaphragme avait été constitué de GaN et non de saphir. En effet dans ce cas, nous aurions pu utiliser un cylindre de hauteur  $h/2$  et exploiter la fibre neutre comme limite de champ nul. L'équation de Gauss aurait retourné le même résultat pour le champ généré à l'interface AlGaIn/GaN. La conclusion à retirer de cette observation est que les phénomènes piézoélectriques aux interfaces éloignées de la zone active du HEMT ont une influence négligeable sur celui-ci.

#### IV.3.1.2.3. Relation $n_s(E_F, V_g)$

Maintenant que les champs électriques ont été déterminés des deux côtés de l'interface, il est possible de procéder à la dernière étape aboutissant à l'expression de la relation  $n_s(E_F, V_g)$ . En utilisant la relation de passage à travers l'interface AlGaIn/GaN, on obtient dans le cas général :

$$\begin{aligned}n_s(E_F, V_g) &= \frac{C_0}{e} \left( V_g - V_t + \frac{\sigma_d}{C_0} - \frac{E_F}{e} \right) \\ C_0 &= \frac{\varepsilon_{\text{AlGaIn}}}{h_{\text{AlGaIn}}} \\ V_t &= \frac{E_b}{e} - \frac{\Delta E_c}{e} - \left( \frac{\sigma_{sp}}{C_0} + \frac{\sigma_{\text{MAILLE}}}{C_0} \right)\end{aligned}\quad (\text{IV.21})$$

Du fait des différentes hypothèses retenues, la différence entre les deux types de charges mécaniques étudiées est essentiellement portée par la fonction  $\sigma_d$  qui contient les lois de variations spatiales des effets piézoélectriques. Ainsi, elle s'exprimera différemment dans le cas d'une pression uniformément répartie sur le diaphragme et dans le cas où une force est concentrée en son centre comme le montre la formule IV.22.

$$\sigma_{d,p}(p,r) = -\frac{hpK_{p,AlGaN}g_p(r)}{2} \quad (IV.22)$$

$$\sigma_{d,f}(F,r) = \frac{hFK_{f,AlGaN}g_f(r)}{2}$$

Nous constatons encore une fois la similitude formelle entre ces expressions et celle obtenue pour le capteur de déformation. Avant de passer à la prochaine étape, nous rappelons sur la Figure IV.10 les étapes propres à la modélisation électrostatique du capteur de pression notamment celle concernant les hypothèses sur le théorème de Gauss.

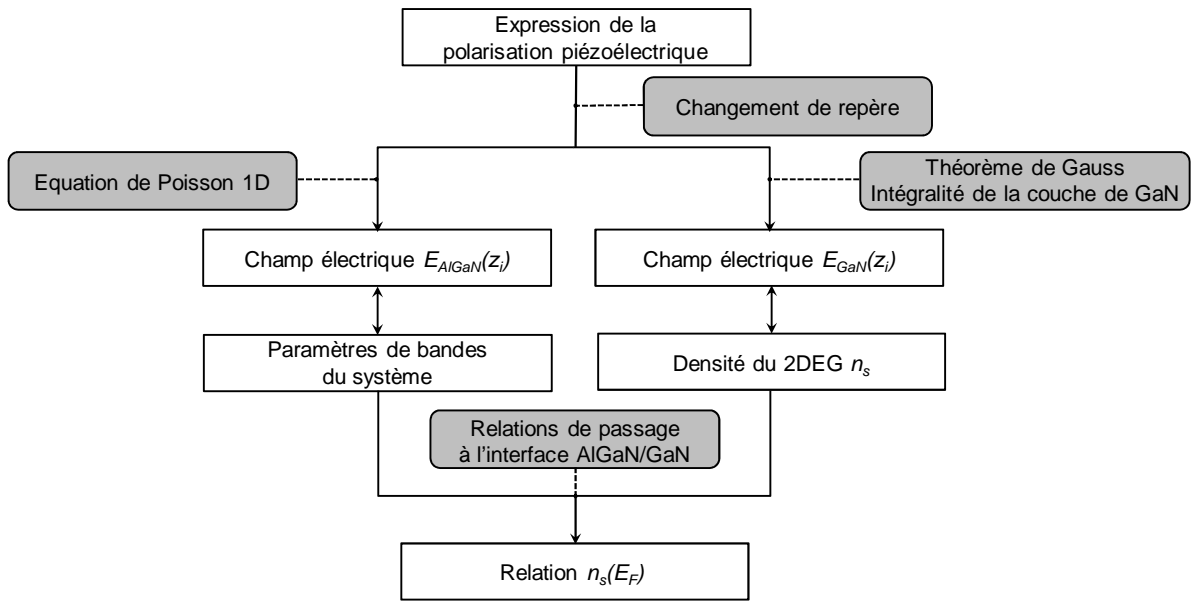


Figure IV.10 : Etapes de modélisation du comportement électrostatique du capteur de pression

### IV.3.1.3. Modélisation des effets quantiques dans le HEMT de détection

Maintenant que nous avons établi ces expressions grâce aux équations de l'électrostatique, il faut y inclure les effets quantiques liés au puits d'énergie situé à l'interface AlGaN/GaN. Cette étape est en tout point similaire à celle réalisée pour le HEMT de détection décrit au Chapitre II. En effet, toutes les hypothèses restent justifiées y compris celle concernant le régime de forte inversion. En effet, les HEMTs utilisés pour ce capteur de pression ont des dimensions aboutissant à des performances comparables si bien que l'on estime que leurs régimes de fonctionnement du point de vue des tensions de pilotage sont

comparables. La relation  $n_s(V_g)$  que nous fournit le modèle quantique du HEMT aura donc la forme suivante :

$$n_s(V_g, r) = \beta \left( V_g - V_t + \frac{\sigma_d(r)}{C_0} \right) \quad (IV.23)$$

$$\beta = \frac{2\varepsilon_{AlGaIn}em_e}{2e^2h_{AlGaIn}m_e + \varepsilon_{AlGaIn}\pi\hbar^2}$$

### IV.3.2. Courant de drain $I_d$ en sortie du HEMT

L'étape de modélisation du courant de drain est différente pour le capteur de pression. En effet, dans le cas du capteur de déformation, les variations spatiales de la fonction  $\sigma_d$  étaient linéaires le long du canal. Dans les deux situations décrites dans ce chapitre, ces variations sont soit quadratiques pour le cas de la pression uniforme soit logarithmiques pour celui de la force concentrée.

L'application d'une tension de drain crée un potentiel  $V(r)$  variant entre la source et le drain. On introduit le potentiel  $V_c(r)$  contenant les variations des phénomènes électroniques le long du canal. Il sera nommé  $V_{c,p}$  et  $V_{c,f}$  suivant l'excitation mécanique considérée.

$$V_{c,p}(p, r) = V(r) + \frac{hpK_{p,AlGaIn}g_p(r)}{2C_0} \quad (IV.24)$$

$$V_{c,f}(F, r) = V(r) - \frac{hFK_{f,AlGaIn}g_f(r)}{2C_0}$$

Les positions du drain et de la source sont notées respectivement  $r_d$  et  $r_s$ . On appellera alors  $r_g$  la position du centre de la grille qui est en fait la moyenne entre la position du drain et de la source. Cette grandeur permet de représenter la position générale du HEMT à l'échelle du diaphragme. Puisque la longueur de grille est de l'ordre de 10  $\mu\text{m}$ , il sera possible de simplifier certaines expressions grâce à  $r_g$ . Le courant de drain étant conservatif, quant on l'intègre le long du canal, on obtient les deux expressions suivantes :

$$I_{d,p}(V_g, V_d, p) = \frac{eW_c\mu\beta}{L_g} \left[ (V_g - V_t) \int_{r_s}^{r_d} \frac{dV_{c,p}(r)}{dr} dr - \int_{r_s}^{r_d} V_{c,p}(r) \frac{dV_{c,p}(r)}{dr} dr \right] \quad (IV.25)$$

$$I_{d,f}(V_g, V_d, F) = \frac{eW_c\mu\beta}{L_g} \left[ (V_g - V_t) \int_{r_s}^{r_d} \frac{dV_{c,f}(r)}{dr} dr - \int_{r_s}^{r_d} V_{c,f}(r) \frac{dV_{c,f}(r)}{dr} dr \right]$$

### IV.3.2.1. Cas d'une pression uniformément répartie sur le diaphragme

Dans le cas d'une pression uniformément répartie sur le diaphragme, suivant l'expression IV.25, le courant de drain s'écrit en régime ohmique :

$$I_{d,p} = \frac{eW_c\mu\beta}{L_g} \left[ \begin{aligned} & (V_g - V_t)V_d - \frac{V_d^2}{2} \\ & + \frac{hK_{p,AlGaIn}}{2C_0} \left( (r_d^2 - r_s^2)(V_g - V_t) - V_d \left( r_g^2 - \frac{r_a^2}{2} \right) \right) p \\ & + \left( \frac{hK_{p,AlGaIn}}{2C_0} \right)^2 r_g (r_d - r_s) (r_a^2 - 2r_g^2) p^2 \end{aligned} \right] \quad (IV.26)$$

Comme précédemment, nous avons tracé les différentes contributions suivant l'ordre des termes en  $p$  pour différentes valeurs de pression. Nous avons considéré un HEMT relativement proche de l'encastrement pour lequel  $r_g = 1,8$  mm. Nous considérons que le canal est toujours orienté dans le sens de l'axe  $Ox$  et donc  $r_d > r_s$ . Nous sommes donc dans une zone où le diaphragme est contraint en tension. Nous rappelons dans le Tableau IV.2 les valeurs des différents paramètres nécessaires aux calculs.

Tableau IV.2 : Paramètres de calculs propres au capteur de pression

Dimensions du système			Constantes électroniques		
$h_{AlGaIn}$	nm	20	$E_b$	eV	1,0
$h_{GaN}$	nm	3000	$\Delta E_c$	eV	0,49
$h_{saphir}$	$\mu m$	410	$\mu$	$cm^2.V^{-1}.s^{-1}$	1100
$r_a$	mm	2,1	$V_t$	V	- 4,31
$L_g$	$\mu m$	10			
$W_c$	$\mu m$	600			
Constantes quantiques			Constantes particulières du système		
$e$	C	$1,60218.10^{-19}$	$\sigma_{sp}$	$C.m^{-2}$	0,013
$m_0$	kg	$9,10938.10^{-31}$	$\sigma_{MAILLE}$	$C.m^{-2}$	0.008
$m_{e,GaN}$	kg	$1,82188.10^{-31}$	$C_0$	$C.m^{-2}.V^{-1}$	$4,36.10^{-3}$
$\hbar$	J.s	$1,054571726.10^{-34}$	$\beta$	$m^{-2}.V^{-1}$	$2,68.10^{16}$

Notons que la tension de seuil est légèrement plus élevée que dans le cas développé au Chapitre III. En effet, la contribution des polarisations spontanées à la tension de seuil est moins importante du fait de la moindre concentration en atomes d'aluminium de l'AlGaIn. Par contre, la présence de contraintes de maille dans l'AlGaIn compense en partie ce phénomène. La Figure IV.11 rassemble les résultats obtenus pour des tensions de drain de 3 V et de grille de 1 V.



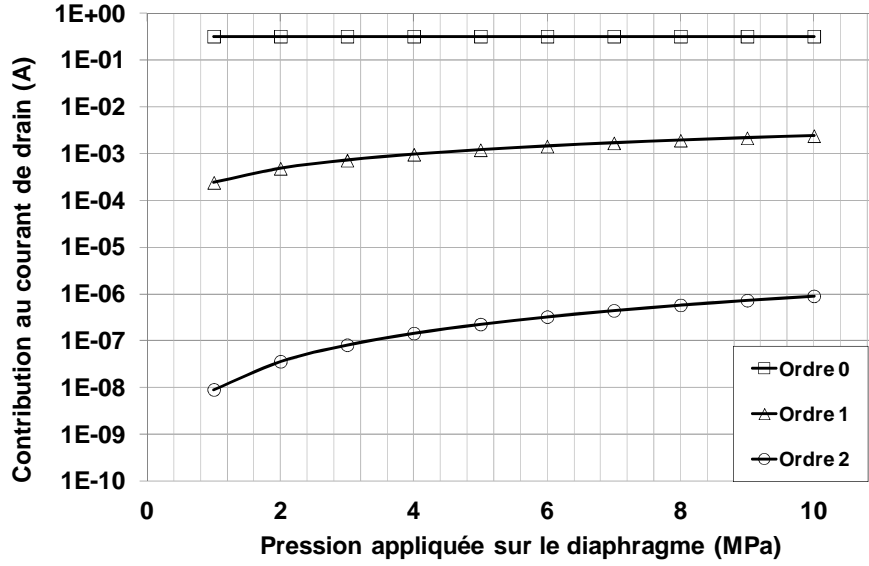


Figure IV.11 : Evolutions en fonction de la pression des contributions des termes d'ordre différent en  $p$   
 $V_d = 3 \text{ V}$  ;  $V_g = 1 \text{ V}$

Comme nous avons pu le constater dans le cas du capteur de déformation, les termes d'ordre 2 en  $p$  sont négligeables par rapport aux termes linéaires. Par contre, du fait des dimensions très supérieures des HEMTs utilisés pour le présent capteur, les courants de drain générés sont plus importants. En effet, la contribution au courant indépendante de la pression est de l'ordre de la centaine de milliampères ce qui est environ dix fois supérieure aux courants obtenus pour le capteur de déformation. Cela s'explique par la largeur très élevée des HEMTs utilisés ainsi que par une longueur de grille plus faible. Logiquement, les contributions dépendantes de  $p$  sont aussi plus importantes atteignant le milliampère pour une pression de 10 MPa. Cela s'explique par les dimensions des HEMTs mais aussi par la sensibilité plus importante du diaphragme par rapport à la poutre comme nous l'avons constaté lors de l'étude de la sensibilité électromécanique. En revanche, il existe toujours environ deux ordres de grandeurs de différences entre les termes constants et les termes dépendants linéairement de  $p$ . Nous pouvons à nouveau négliger les termes quadratiques en  $p$  et établir une expression simplifiée du courant de drain en régime ohmique qui prévoit la linéarité du capteur.

$$I_{d,p} = \frac{eW_c\mu\beta}{L_g} \left[ (V_g - V_t)V_d - \frac{V_d^2}{2} + \frac{hK_{p,AlGaN}}{2C_0} \left( (r_d^2 - r_s^2)(V_g - V_t) - V_d \left( r_g^2 - \frac{r_a^2}{2} \right) \right) p \right] \quad (\text{IV.27})$$

Il est aussi intéressant de remarquer qu'encore une fois, parmi les termes d'ordre 1, il existe un couplage entre la charge mécanique et les tensions de drain et de grille. Ces dernières s'expliquent de la même manière que dans le cas du HEMT de détection du capteur de déformation. Le terme dépendant de la tension de grille est de dix à vingt fois plus faible que celui dépendant de la tension de drain. A noter que puisque les effets piézoélectriques varient de manière quadratique, le signe du terme lié à la tension de grille dépend de la valeur et du sens de variation de la fonction de position et donc de la position du HEMT considéré et du sens d'orientation de son canal.

L'expression du courant en régime de saturation s'obtiendra de manière similaire au cas du Chapitre III. Puisque les simplifications utilisées sont toujours valides, il vient alors :

$$I_{dsat,p} = \frac{eW_c\mu\beta}{L_g} \left[ \frac{(V_g - V_t)^2}{2} + p \frac{hK_{p,AlGaIn}}{2C_0} \left( \frac{r_a^2}{2} - r_g^2 \right) (V_g - V_t) \right] \quad (IV.28)$$

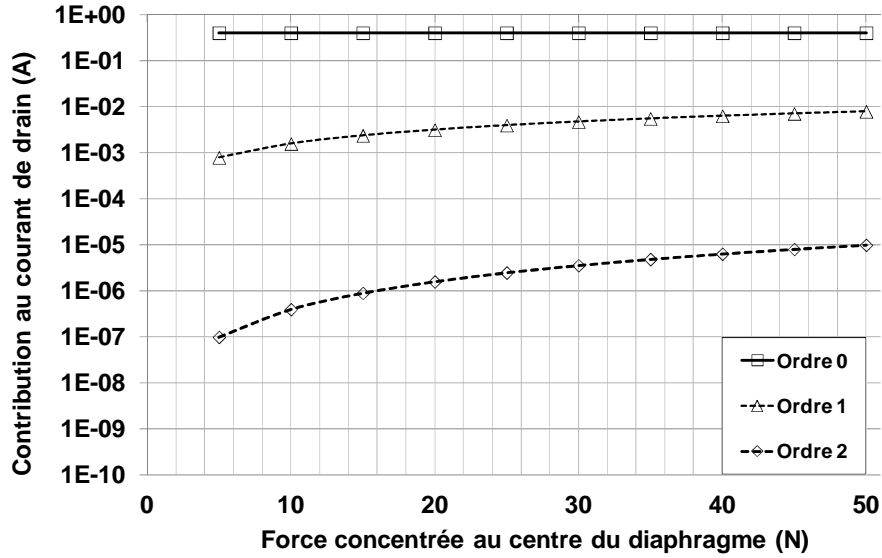
On remarque que dans les deux régimes, le courant variera linéairement en  $p$  et que la sensibilité du capteur devrait alors évoluer de manière quadratique avec la position générale du HEMT. Il est intéressant de constater que le terme couplé à la tension de drain contrôlant l'essentiel du signal utile à la détection ne dépend pas de l'orientation du HEMT mais simplement de sa position sur le diamètre du diaphragme. Cela rejoint l'observation faite au chapitre précédent établissant que ce terme agit comme une variation de la tension de seuil et n'est pas dépendant des variations du potentiel piézoélectrique le long du canal.

#### IV.3.2.2. Cas d'une force concentrée au centre du diaphragme

Dans ce second cas d'étude, l'expression du courant de drain en régime ohmique prend la forme suivante :

$$I_{d,f} = \frac{eW_c\mu\beta}{L_g} \left[ \begin{aligned} & (V_g - V_t)V_d - \frac{V_d^2}{2} \\ & + \frac{hK_{f,AlGaIn}}{2C_0} \left( \ln\left(\frac{r_d}{r_s}\right)(V_g - V_t) + V_d \left( \ln\left(\frac{r_a}{r_g}\right) - \frac{1}{2} \right) \right) F \\ & + \frac{1}{2} \left( \frac{hK_{f,AlGaIn}}{2C_0} \right)^2 \left( \ln\left(\frac{r_a^2}{r_g^2}\right) - 1 \right) \ln\left(\frac{r_d}{r_s}\right) F^2 \end{aligned} \right] \quad (IV.29)$$

Nous avons à nouveau tracé les termes d'ordre 0, 1 et 2 pour ce type d'excitation mécanique. Notons que l'ordre 0 est scrupuleusement identique à celui obtenu dans le cas de la pression. En utilisant les paramètres du Tableau IV.2, nous avons cette fois-ci choisi une position  $r_g = 0,48$  mm correspondant à celle du transistor le plus proche du centre et pour lequel l'hypothèse sur les contraintes de cisaillement discuté dans le Paragraphe IV.2.2.3 est valide. La Figure IV.12 présente les résultats obtenus pour des forces de 5 N à 50 N.



**Figure IV.12 : Evolutions en fonction de la force des contributions des termes d'ordre différent en  $p$**   
 $V_d = 3 \text{ V}$  ;  $V_g = 1 \text{ V}$

Comme dans le cas de la pression, il sera possible de négliger les termes d'ordre 2. En revanche, comme on aurait pu le prédire au vu de l'étude des polarisations piézoélectriques, la contribution au courant des termes d'ordre 1 est supérieure à celle obtenue dans le cas de la pression et peut atteindre 10 mA pour une force de 50 N. On obtient ainsi une expression simplifiée du courant de drain en régime ohmique pour un diaphragme soumis à une force concentrée en son centre.

$$I_{d,f} = \frac{eW_c\mu\beta}{L_g} \left[ (V_g - V_t)N_d - \frac{V_d^2}{2} + \frac{hK_{f,AlGaIn}}{2C_0} \left( \ln\left(\frac{r_d}{r_s}\right)(V_g - V_t) + V_d \left( \ln\left(\frac{r_a}{r_g}\right) - \frac{1}{2} \right) \right) F \right] \quad (\text{IV.30})$$

On peut alors établir son expression en régime de saturation :

$$I_{dsat,f} = \frac{eW_c\mu\beta}{L_g} \left[ \frac{(V_g - V_t)^2}{2} + F \frac{hK_{f,AlGaIn}}{2C_0} \left( \ln\left(\frac{r_a}{r_g}\right) - \frac{1}{2} \right) (V_g - V_t) \right] \quad (\text{IV.31})$$

On constate que dans ce cas comme dans celui de la pression uniforme ou du capteur de déformation, le terme couplé à la tension de saturation ne dépend que de la position générale du HEMT de détection et donc du potentiel piézoélectrique moyen à l'endroit où se situe le HEMT. Encore une fois, les variations du potentiel piézoélectrique le long du canal deviennent négligeables en régime de saturation.

Au vu des résultats obtenus pour les deux situations de charges mécaniques considérées dans cette étude, on peut conclure que la sensibilité maximale sera obtenue en régime de saturation comme pour le capteur de déformation. Néanmoins, dans le cas du HEMT centré sur le diaphragme, la symétrie circulaire de la structure va entraîner une simplification du modèle permettant d'obtenir a priori un modèle plus précis comme cela va être expliqué maintenant.

### IV.3.2.3. Cas particulier : description du HEMT de détection central

Si le centre du diaphragme offre les meilleures sensibilités électromécaniques de la structure étudiée, il propose aussi un modèle particulier du point de vue du HEMT de détection. En effet, le HEMT central a pour particularité d'avoir une position moyenne  $r_g = 0$ . Le drain et la source sont situés de part et d'autre du centre de symétrie du diaphragme. En termes de piézoélectricité, la polarisation sera exactement la même pour ces deux positions quelque soit le type de contraintes mécaniques envisagé. Les intégrales utilisées pour s'affranchir des variations de la densité le long du canal amènent alors un résultat particulièrement intéressant. En exploitant les conditions de symétrie, on obtient en effet l'expression suivante du courant de drain pour une pression uniforme en régime ohmique :

$$I_{d,p}(r_g = 0) = \frac{eW_c\mu\beta}{L_g} \left[ (V_g - V_t)V_d - \frac{V_d^2}{2} + \frac{hK_{p,AlGaIn}}{4C_0} V_d r_a^2 p \right] \quad (\text{IV.32})$$

On constate ainsi que le seul effet piézoélectrique lié aux contraintes appliquées encore présent est l'effet de variation de la tension de seuil. Cela signifie que les variations du potentiel piézoélectrique le long du canal n'ont aucune influence sur le HEMT à cause des symétries du diaphragme. En régime de saturation, nous obtenons la même expression qu'avec la formule IV.28 appliquée à  $r_g = 0$ . Dans les cas des HEMTs situés loin du centre, nous avons négligé les effets de variations du potentiel piézoélectrique en saturation et pour le HEMT central, ces effets sont nuls.

$$I_{dsat,p}(r_g = 0) = \frac{eW_c\mu\beta}{L_g} \left[ \frac{(V_g - V_t)^2}{2} + p \frac{hK_{p,AlGaIn}}{4C_0} r_a^2 (V_g - V_t) \right] \quad (\text{IV.33})$$

Dans le cas de la force concentrée, en plus des conditions de symétrie, il nous faut utiliser l'approximation 3D sur les contraintes développée en Section II.2.2. Auquel cas, nous obtenons, en régime ohmique :

$$I_{df}(r_g = 0) = \frac{eW_c\mu\beta}{L_g} \left[ \frac{(V_g - V_t)V_d - \frac{V_d^2}{2}}{1} + \frac{2FV_d(1+\nu)}{C_0 h^2} \left( 0,485 \ln\left(\frac{r_a}{h}\right) + 0,52 \right) (e_{31}(s_{11} + s_{12}) + e_{33}s_{13}) \right] \quad (\text{IV.34})$$

Le régime de saturation pour le HEMT central fournit alors l'expression suivante :

$$I_{dsat,f}(r_g = 0) = \frac{eW_c\mu\beta}{L_g} \left[ \frac{(V_g - V_t)^2}{2} + \frac{2F(1+\nu)}{C_0 h^2} \left( 0,485 \ln\left(\frac{r_a}{h}\right) + 0,52 \right) (e_{31}(s_{11} + s_{12}) + e_{33}s_{13}) (V_g - V_t) \right] \quad (\text{IV.35})$$

Ainsi le HEMT central permet de profiter de manière optimale des polarisations piézoélectriques générées tout en conservant la linéarité. De plus, puisque ce résultat est obtenu avec moins de simplifications quand dans le cas des HEMTs éloignés du centre, le

modèle en saturation sera plus précis que pour les autres HEMTs du capteur. Nous pouvons désormais étudier le comportement des HEMTs de détection et déterminer la sensibilité du capteur quant il est soumis à une pression uniforme ou à une force concentrée au centre du diaphragme.

### IV.3.3. Exploitation des modèles du capteur de pression

#### IV.3.3.1. Courbes $I_d(V_d)$ au repos

Dans un premier temps, nous allons étudier la forme de la réponse donnée pour un HEMT de détection lorsque la structure n'est soumise à aucune contrainte mécanique externe. Nous avons tracé les courbes  $I_d(V_d)$  sur une plage de 0 V à 10 V pour des tensions de grille de -1 V et 1 V comme le montre la Figure IV.13.

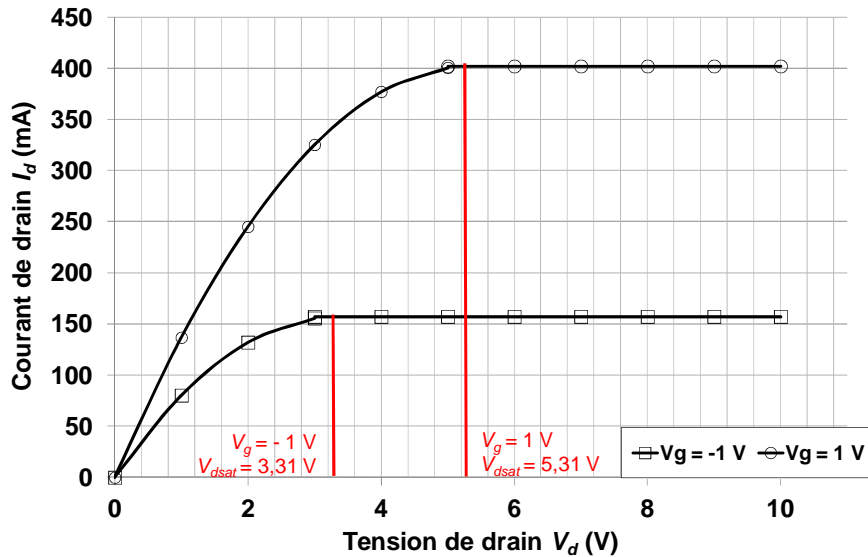


Figure IV.13 : Courbes  $I_d(V_d)$  obtenues pour des tensions de grille de -1 V et 1 V

Le courant maximal généré est de l'ordre de plusieurs centaines de milliampères. La continuité est bien assurée entre les deux modèles et nous pouvons conserver les plages de fonctionnement établies pour le HEMT du capteur de déformation. Nous pouvons travailler dans les mêmes gammes de tension qu'au Chapitre III à savoir de 0 V à 10 V pour la tension de drain et de -2,5 V à 1 V pour la tension de grille afin d'éviter la contrainte électrique sur le HEMT. Le régime de saturation est encore une fois plus adapté à la détection puisqu'il génère les signaux utiles les plus importants. Une tension de drain de 7 V permet d'assurer ce régime pour toute tension de grille dans la gamme choisie. Il est donc désormais possible de déterminer le comportement de chaque HEMT en régime de saturation lorsque des contraintes sont exercées sur le diaphragme.

### IV.3.3.2. Comportement du capteur

Les HEMTs de détection considérés se répartissent comme indiqués sur les Figures IV.1 et IV.2. Le HEMT central est situé à  $r_g = 0 \mu\text{m}$ . En partant de cette position, les quatre autres HEMTs sont alignés sur le même rayon et régulièrement espacés par un intervalle de  $483 \mu\text{m}$  permettant de repérer leur position moyenne  $r_g$ . Nous les numérotons de 1 à 4 en allant de l'encastrement vers le centre du diaphragme.

#### IV.3.3.2.1. Application d'une pression uniforme

Nous étudierons dans un premier temps la réaction de la structure de détection face à l'application d'une pression uniforme. La Figure IV.14 représente l'évolution de la contribution linéaire en  $p$  au courant de drain pour des pressions de 1 MPa à 10 MPa et ce pour chacun des HEMTs présents. Nous nous sommes placés en régime de saturation avec une tension de grille de 1 V.

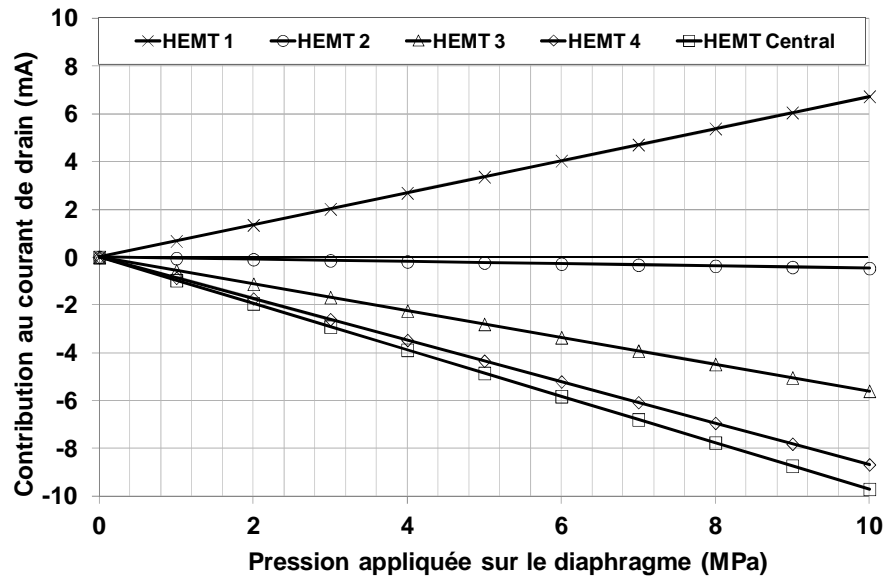


Figure IV.14 : Contribution du terme linéaire en  $p$  au courant de saturation pour  $V_g = 1 \text{ V}$

On peut remarquer que la réponse maximale est bien obtenue pour le HEMT central et que l'action des contraintes compressives va donc diminuer le courant de saturation au repos. La réponse du HEMT 2 est quasiment nulle puisque ce transistor se situe dans la région où la polarisation s'annule dans le cas de la pression. Pour rappel, ce point se trouve à environ  $r_g = 0,61r_a = 1,48 \text{ mm}$ . Le HEMT le plus proche de l'encastrement possède une réponse forte mais de signe différent puisque les contraintes sont alors en tension. La sensibilité du capteur pour une pression uniforme  $S_{c,p}$  est donnée par la dérivée du courant de saturation par rapport à la pression exercée.

$$S_{c,p} = \frac{\mu\epsilon\beta}{2\epsilon_{\text{AlGaIn}}} \frac{W_c h_{\text{AlGaIn}} h}{L_g} K_{p,\text{AlGaIn}} \left( \frac{r_a^2}{2} - r_g^2 \right) (V_g - V_t) \quad (\text{IV.36})$$

A l'instar de la polarisation piézoélectrique, cette sensibilité va varier et même changer de signe suivant le transistor considéré. Nous avons tracé sa valeur en fonction de la tension de grille pour chacun des HEMTs de détection comme le montre la Figure IV.15.

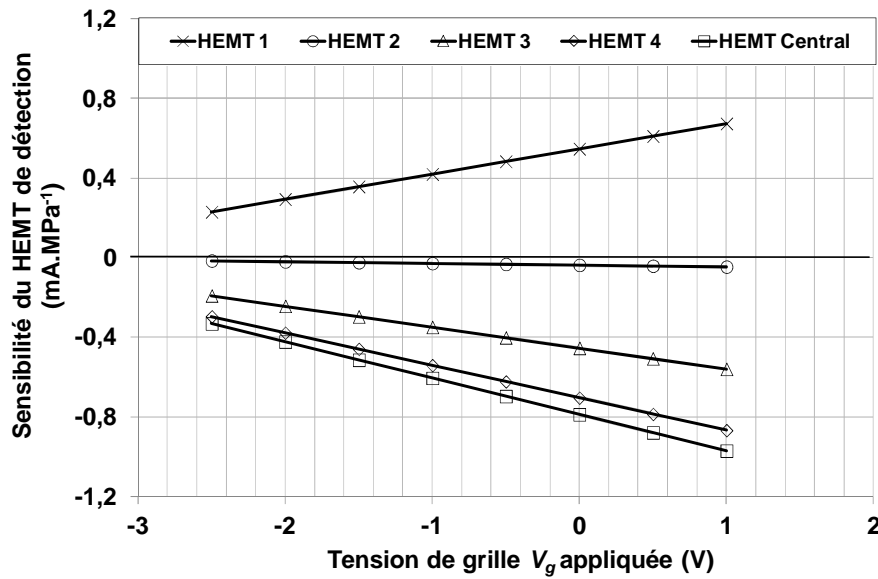


Figure IV.15 : Sensibilité de chaque HEMT de détection en fonction de la tension de grille appliquée

La sensibilité maximale est obtenue pour le HEMT central et vaut  $-0,97 \text{ mA.MPa}^{-1}$ . Comme prédit, la sensibilité du HEMT 2 est très faible et même négligeable par rapport à celles des autres. Cela permet d'établir que le HEMT central sera la plus adapté à la mesure de pression et qu'il fournit un signal utile important pour une gamme de pression allant de 1 MPa à 10 MPa. Nous avons aussi tracé la variation de la sensibilité en fonction de la position des HEMTs afin de vérifier que celle-ci est bien quadratique comme le montre la Figure IV.16.

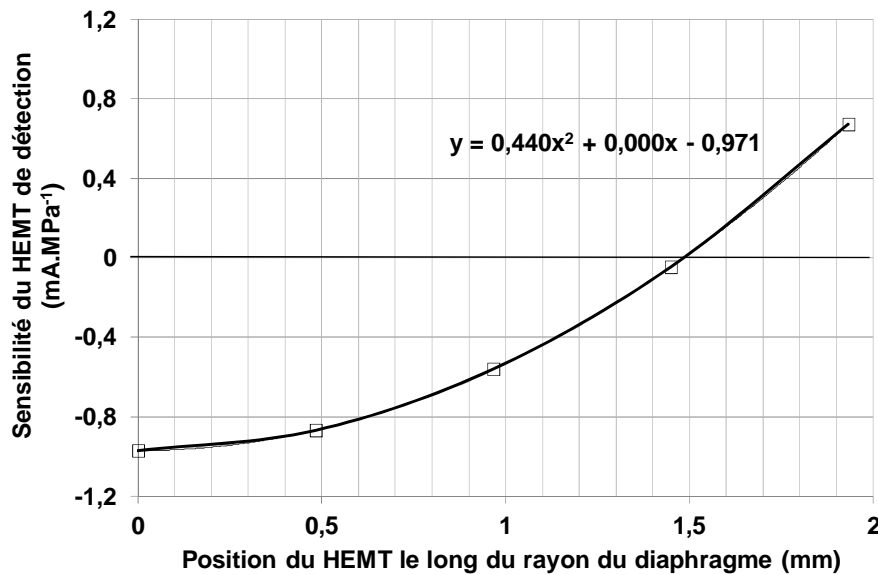


Figure IV.16 : Variation de la sensibilité en fonction de la position des HEMTs de détection pour  $V_g = 1 \text{ V}$

On constate que l'évolution de la sensibilité en fonction de la position des HEMTs est bien quadratique ce qui impose définitivement le HEMT central comme meilleur candidat à la détection de pression. Intéressons-nous désormais au comportement du capteur lorsqu'il est soumis à une force concentrée au centre du diaphragme.

#### IV.3.3.2.2. Application d'une force concentrée au centre du diaphragme

Nous avons procédé à la même analyse théorique que dans le cas du comportement en pression. Nous avons donc d'abord tracé l'évolution de la contribution du terme linéaire au  $F$  au courant de saturation pour des forces allant de 5 N à 50 N (voir Figure IV.17). La tension de grille est une nouvelle fois fixée à 1 V.

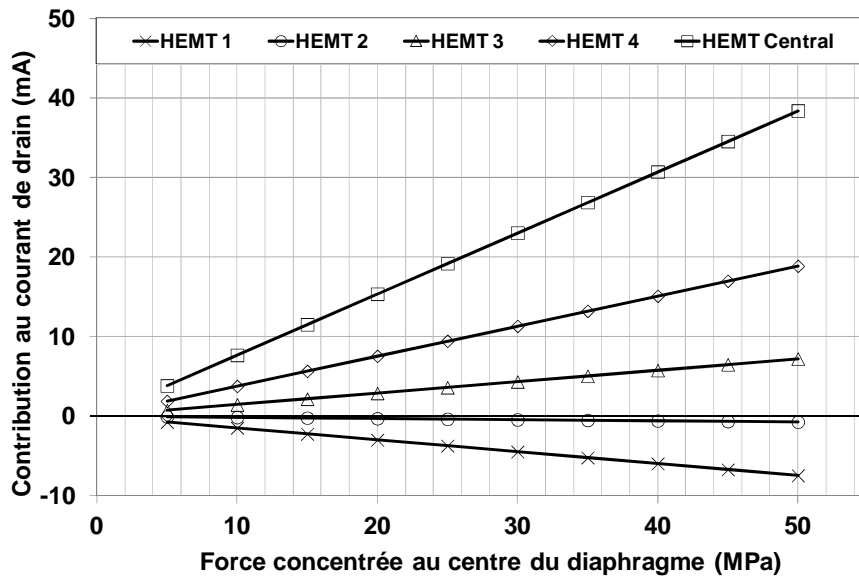


Figure IV.17 : Contribution du terme linéaire en  $F$  au courant de saturation pour  $V_g = 1$  V

On remarque que cette fois-ci la contribution au courant est positive près du centre, s'annule aux alentours du HEMT 2 et est négative pour le HEMT le plus proche de l'encastrement. Ce comportement correspond à celui de la polarisation tel que nous l'avons décrit précédemment. Le signal fournit est encore plus important que dans le cas de la pression. Une force de 50 N correspondant à un déplacement de la membrane d'environ 2  $\mu\text{m}$  permet ainsi de générer un courant de l'ordre de 40 mA par les seuls effets piézoélectriques. Cela correspond à environ 10 % du courant de saturation au repos ce qui est un résultat plus qu'encourageant du point de vue de la détection mécanique même si un tel déplacement pousse le saphir près de sa limite plastique.

En termes de sensibilité du capteur, il est possible de définir la sensibilité  $S_{cf}$  propre à chaque HEMT de la même manière que pour la pression en dérivant le courant de saturation par rapport à la force  $F$ . Voici les expressions de  $S_{cf}$  obtenues pour le HEMT central et pour les quatre autres HEMTs présents.



$$S_{cf}(r_g = 0) = \frac{2(1+\nu)}{C_0 h^2} \left( 0,485 \ln\left(\frac{r_a}{h}\right) + 0,52 \right) (e_{31}(s_{11} + s_{12}) + e_{33}s_{13}) (V_g - V_t) \quad (\text{IV.37})$$

$$S_{cf} = \frac{hK_{f,AlGaIn}}{2C_0} \left( \ln\left(\frac{r_a}{r_g}\right) - \frac{1}{2} \right) (V_g - V_t)$$

Nous avons tracé l'évolution de ces grandeurs en fonction de la tension de grille comme le montre la Figure IV.18.

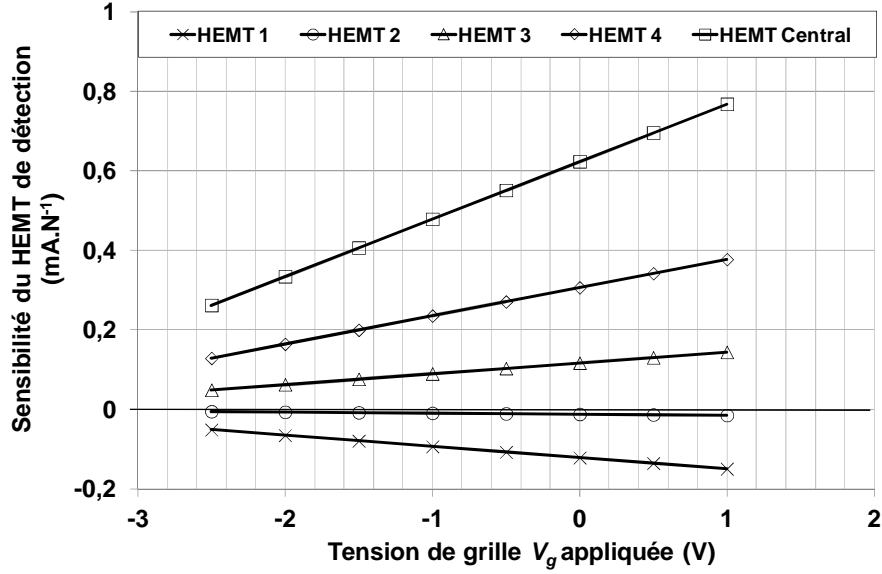


Figure IV.18 : Sensibilité de chaque HEMT de détection en fonction de la tension de grille appliquée

Il est possible de constater que la sensibilité maximale est alors obtenue encore une fois pour le HEMT central pour lequel elle vaut 0,77 mA.N<sup>-1</sup>. Encore une fois, la sensibilité du HEMT 2 situé dans la zone d'annulation des contraintes est négligeable face à celles des autres transistors. Le transistor 1 affiche une sensibilité négative due au changement de signe des contraintes au voisinage de l'encastrement. Néanmoins, contrairement au cas de la pression, cette sensibilité reste faible face à celle obtenue pour le HEMT central. Cela s'explique essentiellement par le comportement logarithmique de la polarisation qui reste donc plus faible à l'encastrement qu'au centre même en tenant compte de l'approximation 3D pour les contraintes utilisée dans cette région du diaphragme. Comme on peut le voir sur la Figure IV.19, la sensibilité varie de manière quasi logarithmique même si l'on considère les contraintes de cisaillement pour le HEMT central.

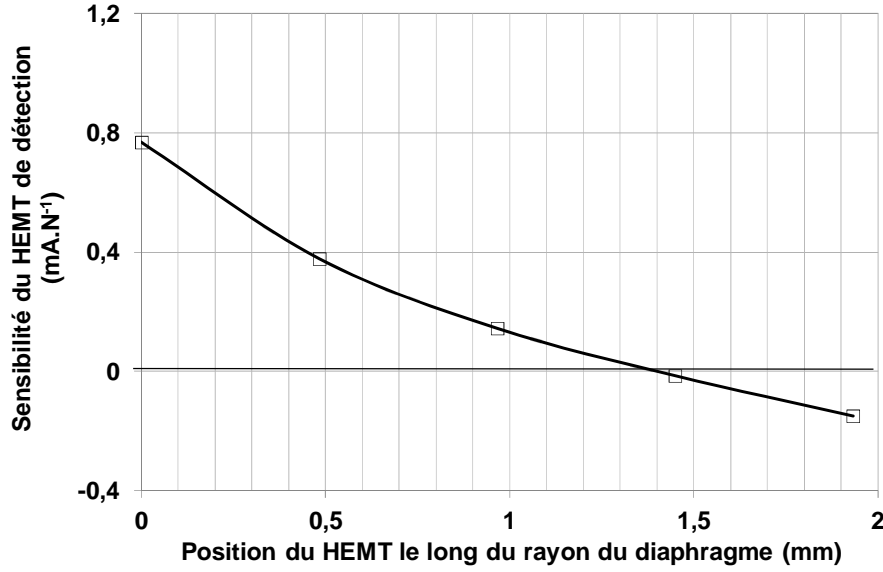


Figure IV.19 : Variation de la sensibilité en fonction de la position des HEMTs de détection pour  $V_g = 1$  V

De la même manière que pour le capteur de déformation, il est intéressant de s'interroger sur la qualité du résultat fourni par ces modèles. Outre les diverses hypothèses et simplifications prises en compte, l'erreur principale sera encore une fois portée par les propriétés des matériaux incluses dans les constantes  $K_{p,MAT}$  et  $K_{f,MAT}$ . En revanche, contrairement au capteur de déformation, les coefficients de souplesse  $s_{ij}$  utilisés ici sont ceux du saphir. Leurs valeurs sont assez bien établies pour que l'erreur sur leur valeur soit négligeable par rapport à celle portée par les coefficients piézoélectriques des matériaux composant l'hétérostructure. Il faut aussi tenir compte d'une erreur de l'ordre de 5 % causée par le coefficient de Poisson équivalent du saphir utilisé dans ce modèle. Ce dernier est présent dans chacune des expressions. L'erreur sur la sensibilité dans les deux cas d'excitation mécanique envisagés suit alors la formule suivante :

$$\frac{\Delta S_c}{S_c} = \frac{\Delta v_{\text{saphir}}}{v_{\text{saphir}}} + \frac{e_{33}s_{13} \frac{\Delta e_{33}}{e_{33}} + e_{31}(s_{11} + s_{12}) \frac{\Delta e_{31}}{e_{31}}}{(e_{31}(s_{11} + \bar{s}_{12}) + e_{33}s_{13})} \quad (\text{IV.38})$$

Cette erreur est de l'ordre de 21,5 % ce qui est inférieur à l'erreur prévue pour le capteur de déformation. Elle reste néanmoins assez importante pour invalider le modèle en tant que tel et rejoint en cela les conclusions amenées par le Chapitre III.

Nous pouvons toutefois valider le principe de détection présenté dans ce chapitre et affirmer cette fois-ci que le signal de détection utile devrait être facilement mesurable pour des pressions de 1 MPa à 10 MPa ou pour des forces de 5 N à 50 N. Les prototypes fabriqués au cours de cette thèse n'ont pas atteint le stade de l'encapsulation et du collage à l'anneau d'acier tel que l'avons décrit dans la Section IV.1. En revanche, nous avons pu obtenir des puces de saphir possédant l'intégralité des structures et connexions présentées dans cette même section.

Nous avons donc mis en place une technique de mesure reposant sur l'utilisation d'une pointe actionnée par l'effet piézoélectrique venant exercer une force au centre du diaphragme. Nous nous retrouvons donc dans le cas de figure reposant sur la modélisation d'une force concentrée au centre du diaphragme. La prochaine section va décrire ce principe de caractérisation ainsi que les résultats obtenus dans ce cadre. Puis nous nous efforcerons de confronter le modèle établi aux résultats obtenus par la mesure.

## IV.4. Caractérisation de la structure de détection mécanique

Nous allons désormais aborder la caractérisation des prototypes obtenus au cours de cette thèse. Puisque la fabrication de prototypes encapsulés n'a pas été terminée pendant la finalisation de la thèse, la caractérisation par mesure de pression était difficile à mettre en place. Nous avons donc tenté de caractériser le capteur pour un autre type de contraintes mécaniques qui correspond à celui d'une force concentrée au centre du diaphragme tel qu'il a été décrit précédemment.

### IV.4.1. Description de la technique de caractérisation par actionneur piézoélectrique

Afin de pouvoir appliquer une force concentrée sur une structure suspendue, il est courant d'avoir recours à l'utilisation d'un actionneur piézoélectrique. Ce type de dispositif est constitué d'un empilement de couches piézoélectriques macroscopiques reliées entre elles par des connexions électriques (voir Figure IV.20). On colle ensuite une pointe arrondie au sommet de l'empilement. Deux fils de connexions permettent l'application d'une tension entre deux faces de l'empilement piézoélectrique. On contrôle ainsi l'allongement de l'empilement et donc le déplacement vertical de la pointe.

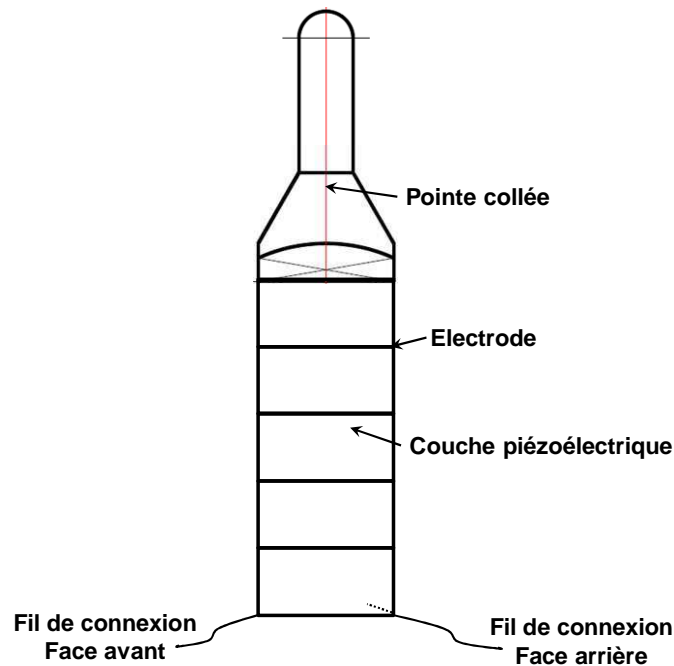


Figure IV.20 : Schéma d'un actionneur piézoélectrique à déplacement vertical surmonté d'une pointe

Dans notre cas, nous avons construit un dispositif piézoélectrique permettant un déplacement à vide de 0  $\mu\text{m}$  à 15  $\mu\text{m}$  pour un régime d'alimentation allant de 0 V à 200 V. Le dispositif a utilisé les transducteurs fournis par Noliac Group. La photographie présente sur la Figure IV.21 montre deux exemples d'empilements piézoélectriques à deux contacts permettant un déplacement vertical et donc similaires à celui utilisé dans notre étude.

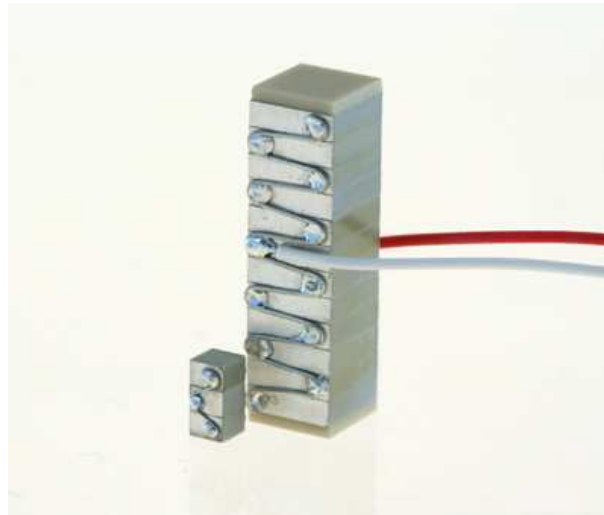


Figure IV.21 : Photographie d'empilements piézoélectriques à déplacement vertical (Noliac Group ©)

Sans encapsulation, l'encastrement du diaphragme n'est pas délimité. Pour contourner ce problème, il nous a fallu mettre au point un boîtier permettant :

- De fixer la pointe piézoélectrique et d'en permettre l'alimentation.
- De serrer les puces obtenues de manière à délimiter l'encastrement sur la zone prévue afin d'obtenir un diaphragme aux dimensions fixées.
- L'accès aux contacts alimentant les HEMTs de détection après serrage de la puce.
- L'alignement de la puce et de la pointe piézoélectrique.
- Le réglage de la hauteur de la pointe afin de la mettre en contact avec la puce.

Un schéma du boîtier conçu est disponible sur la Figure IV.22.

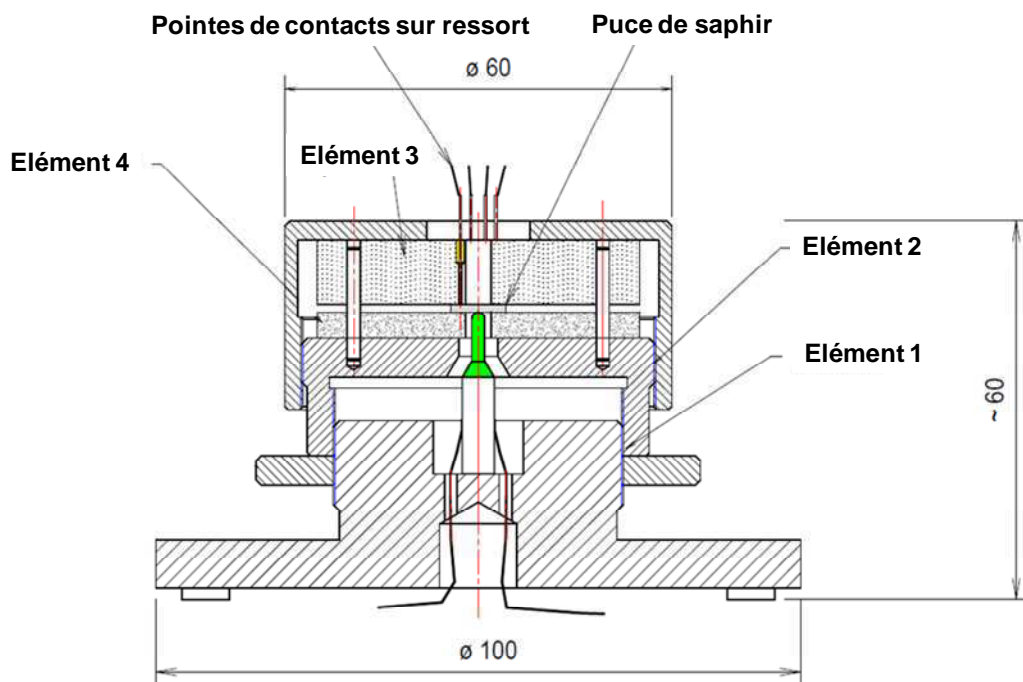


Figure IV.22 : Schéma du boîtier de caractérisation du capteur de pression

Tout d'abord, l'élément 1 est formé de la base du boîtier. Il consiste en un cylindre métallique percé en son centre. L'actionneur piézoélectrique y est inséré et collé tout en assurant son alimentation par un câble connecté en dessous du boîtier. Un pas de vis est usiné sur la partie supérieure du cylindre. Il est de cette manière possible d'y visser l'élément 2. Ce dernier est un autre élément cylindrique en acier. Il est aussi percé en son centre. Le diamètre de ce trou correspond au diamètre du diaphragme à savoir 4,2 mm. Pour une meilleure compréhension, la Figure IV.23 présente une photographie de ces deux premiers éléments.

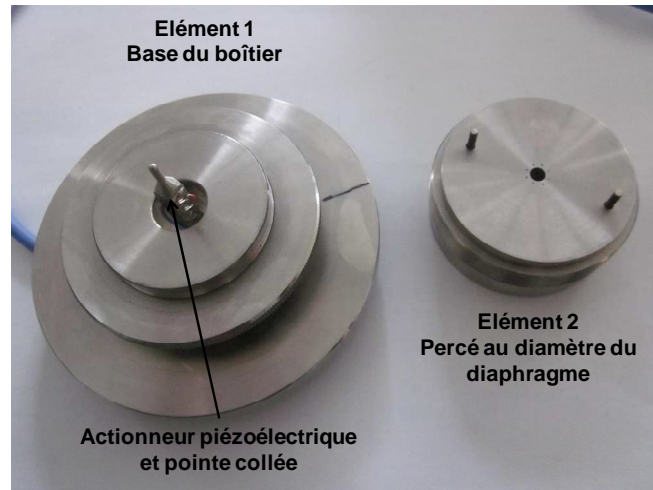


Figure IV.23 : Photographie des éléments 1 et 2 du boîtier de caractérisation

L'élément 2 est vissé sur l'élément 1. En posant la puce à caractériser sur la partie supérieure de l'élément 2, il est possible de l'aligner manuellement avec le trou percé. La puce se retrouve du même coup centrée sur la pointe piézoélectrique. Il est ensuite possible de régler la mise au contact de la pointe avec la puce en jouant sur le vissage de l'élément 2. Le pas de vis permet une précision de l'ordre de 7  $\mu\text{m}$  pour 5° de rotation. Le réglage est donc grossier au vu des possibilités de déplacement de la pointe piézoélectrique. La mise au contact est donc une manœuvre peu précise qui demande un certain temps de préparation. Il est possible d'amener la pointe assez près de la puce pour que sa gamme de déplacement de 15  $\mu\text{m}$  permette un ajustement en début de mesure si besoin est.

Les derniers prérequis à remplir sont la délimitation de l'encastrement et l'accès aux contacts de la puce après serrage de la puce. Pour cela, l'élément 3 a été fabriqué. Il est constitué de plexiglas et vient s'insérer sur l'élément 2 grâce aux deux tiges d'acier présentes à la surface de ce dernier. Cette pièce est percée en son centre de la même manière que l'élément 2. Autour de ce trou ont été insérées des pointes de contacts montées sur ressorts comme le montre la Figure IV.24. Ces pointes traversent l'élément et chacune d'elles sont reliées à des fils d'alimentation sur la partie supérieure de l'élément. Elles sont au nombre de huit, une pour chaque contact présent sur la puce. L'élément 3 est ainsi conçu qu'une fois inséré sur l'élément 2, les pointes se retrouvent alignées avec chaque contact de la puce.

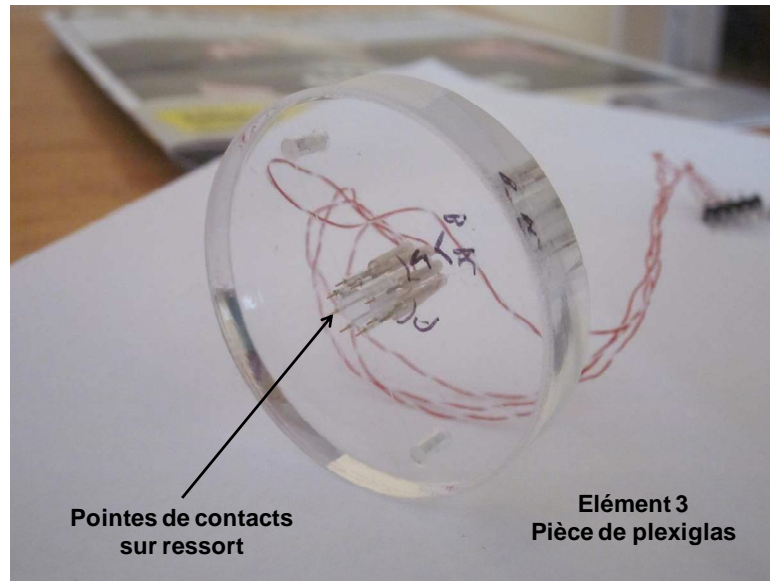


Figure IV.24 : Photographie de l'élément 3 du boîtier de caractérisation

Le dernier élément, l'élément 4, est aussi un élément de serrage en acier qui se visse sur le filetage de l'élément 2 (voir Figure IV.25). Il est creux et pourvu d'un trou de 20 mm de diamètre en son centre. Cet élément permet de presser l'élément 3 sur la puce et de solidariser l'ensemble du boîtier.

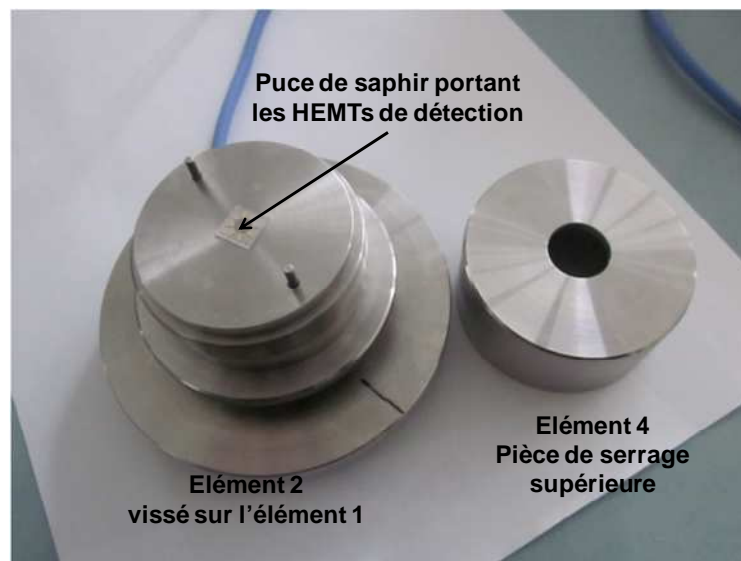


Figure IV.25 : Photographie de l'élément 4 du boîtier de caractérisation

Le plexiglas étant suffisamment rigide, on délimite ainsi l'encastrement de la puce même si celui-ci ne sera pas parfait d'un point de vue mécanique. Les pointes de contact se replient à l'intérieur de l'élément de plexiglas lors du serrage mais la force de rappel des ressorts assure le contact électrique avec la puce. Le trou percé dans l'élément 4 permet l'accès aux fils reliés aux pointes de contact.

L'alimentation de l'actionneur piézoélectrique est assurée par un amplificateur de tension adapté à l'empilement piézoélectrique dont une photographie est disponible en Figure IV.26. Il permet de transformer une tension d'entrée constante de 0 V à 10 V en une tension d'alimentation de 0 V à 200 V. La tension de pilotage est fournie par un générateur basse fréquence utilisé comme source de tension constante.



**Figure IV.26 : Photographie de l'amplificateur de tension de l'actionneur piézoélectrique**

Le boîtier ainsi réalisé remplit toutes les conditions nécessaires à la caractérisation du capteur. Il existe une étape préalable à la caractérisation du capteur. En effet, si l'on connaît le déplacement à vide de la pointe piézoélectrique, il faut réaliser une mesure de calibration afin de déterminer le déplacement réel appliqué au centre du diaphragme de saphir en fonction de la tension appliquée sur la pointe et tout cela, lorsque le boîtier est serré.

#### **IV.4.2. Caractérisation de l'actionneur piézoélectrique**

Au vu des dimensions des trous percés dans le boîtier, il est impossible d'utiliser les appareils de caractérisation par interférométrie laser disponible dans notre laboratoire. Nous avons donc utilisé un appareil de topographie optique : le MTI Photonic Sensor™. Cet appareil utilise une sonde assez fine pour être insérée dans le trou percé dans les éléments 3 et 4. Cette sonde doit être disposée à très faible distance et perpendiculairement à la surface à analyser. Il est ensuite possible de mesurer le déplacement en un point de cette surface. Remarquons que le saphir est un matériau transparent à l'instar des matériaux III-N. Nous avons donc métallisé une puce de saphir de mêmes dimensions afin qu'elle renvoie la lumière.

Nous avons ensuite adapté la sonde au boîtier de caractérisation du capteur de pression. Puis nous avons mesuré le déplacement du centre du diaphragme en fonction de la tension appliquée tout en veillant à ne pas dépasser un déplacement qui pourrait générer des contraintes plastiques dans la puce de saphir. Cela limite le déplacement imprimé au diaphragme par la pointe à des valeurs inférieures à 2  $\mu\text{m}$ .



Afin de déterminer la force réelle que cela représente, nous considérons que le boîtier réalise bien un encastrement total sur le pourtour du diaphragme. Il est alors possible de déterminer le lien entre le déplacement  $w_c$  mesuré au centre de la puce et la force exercée par l'actionneur piézoélectrique [Timo1959] :

$$F = w_c \frac{4E_{\text{saphir}} h^3 \pi}{3r_a^2 (1 - \nu_{\text{saphir}}^2)} \quad (\text{IV.39})$$

Nous avons montré sur la Figure IV.27 la courbe de calibration réalisée ainsi que la force équivalente pour chacun des déplacements.

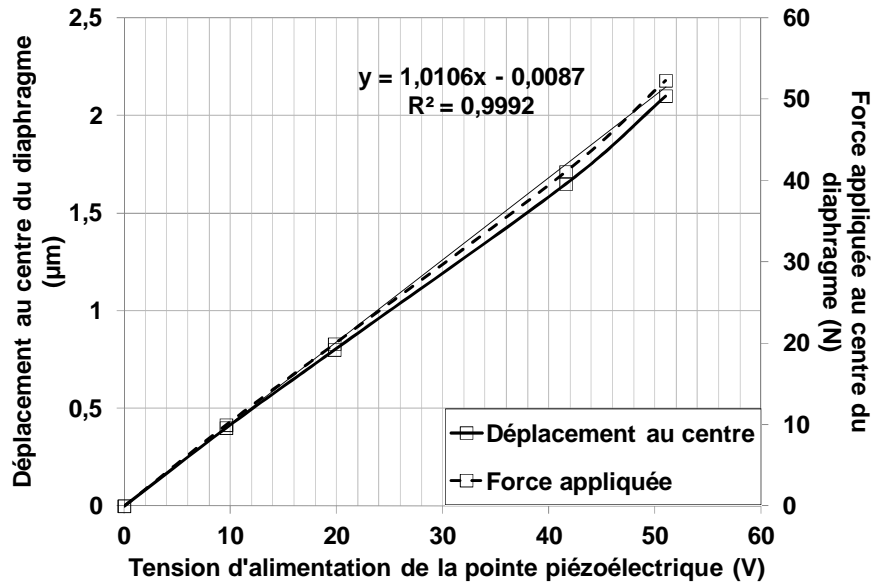


Figure IV.27 : Courbe de calibration du dispositif de test

Pour des tensions d'alimentations allant de 0 V à 50 V, il est ainsi possible d'obtenir des forces de 0 N à environ 50 N ce qui correspond à des déplacements de 0 μm à 2,1 μm. La courbe de calibration nous donne pour la fonction de transfert de la pointe une valeur de 1,01 N.V<sup>-1</sup>. Maintenant que la pointe a été calibrée, il est possible de caractériser les HEMTs présents sur le capteur.

#### IV.4.3. Caractérisation au repos des HEMTs de détection

Pour étudier le comportement des HEMTs, les contacts électriques de l'élément 3 sont reliés à un analyseur de paramètres semiconducteurs Keithley 4200™. Les contacts de source et de grille étant communs à chaque HEMT, trois entrées sont nécessaires à la mesure des courants de sortie des transistors. Un seul HEMT peut être mesuré à la fois. Nous avons tracés les courbes  $I_d(V_d)$  et  $I_d(V_g)$  propres au HEMT de référence afin de les comparer aux résultats fournis par le modèle du courant développé en Section IV.3. Notons que si la source est reliée à la masse, il n'est pas nécessaire d'y relier aussi le substrat puisque le saphir est isolant.

#### IV.4.3.1. Courbes $I_d(V_g)$

Nous avons dans un premier temps tracé le comportement du HEMT de référence en fonction de la tension de grille. Cette mesure permet de vérifier quelle est la tension de seuil du transistor. Pour cette mesure nous nous sommes placés en régime de saturation avec une tension de drain de 7 V et nous avons fait varier la tension de grille de -5 V à 1 V. La mesure a été réalisée sur le HEMT de référence mais aussi sur le HEMT central à titre de comparaison comme on peut le voir sur la Figure IV.28.

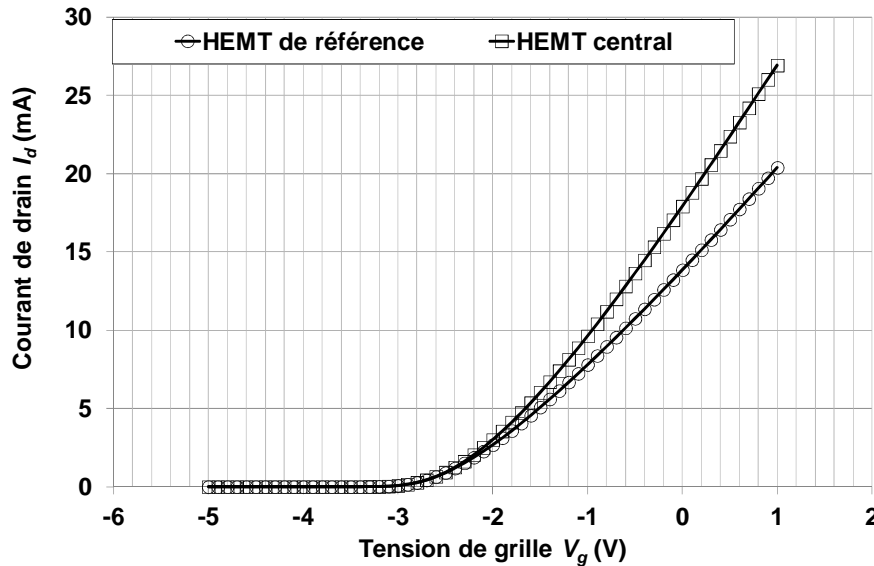


Figure IV.28 : Courbes  $I_d(V_g)$  du HEMT de référence et du HEMT central en régime de saturation

On remarque tout d'abord que la tension de seuil fournie par les deux transistors est sensiblement la même. Elle a une valeur de -2,15 V. Elle est très différente de la valeur prévue par la théorie qui est de -4,31 V. Il est peu probable que cette différence entre la valeur de tension de seuil mesurée et sa valeur théorique s'explique par la valeur de l'énergie de barrière Schottky ou par la différence d'énergie de conduction entre le GaN et l'AlGaN. Pour rappel,  $E_b$  vaut 1 eV et  $\Delta E_c$  vaut 0,49 eV. L'ordre de grandeur de ces termes est trop faible pour aboutir à une différence de 2,16 V au niveau de la tension de seuil.

En revanche, cela peut s'expliquer par la présence de contraintes résiduelles importantes dans la couche de GaN ou bien encore par le relâchement des contraintes résiduelles dans la couche d'AlGaN. Il est possible de corriger la tension de seuil fournie par le modèle en considérant un terme de contraintes supplémentaire au niveau de l'hétérostructure. Ce terme correspondrait alors à des contraintes résiduelles de tension dans le GaN, de compression dans l'AlGaN, d'un relâchement des contraintes dans l'AlGaN ou bien d'une combinaison de ces phénomènes. Il est malheureusement impossible d'affirmer leur localisation et leur nature avec certitude. La polarisation uniforme correspondante au terme correctif vaut  $-0.009 \text{ C.m}^{-2}$ .

Remarquons aussi que le courant semble évoluer linéairement au-delà de la tension de seuil, un comportement propre aux transistors à canal court. Or, un tel comportement est

encore une fois peu probable pour les dimensions des HEMTs considérées. Il s'agit en réalité ici de l'influence de phénomènes parasites que nous décrirons dans la partie suivante.

#### IV.4.3.2. Courbes $I_d(V_d)$

La Figure IV.29 présente les courbes obtenues pour le HEMT de référence lorsque le diaphragme est au repos. Les tensions de grille varient de -2 V à 1 V.

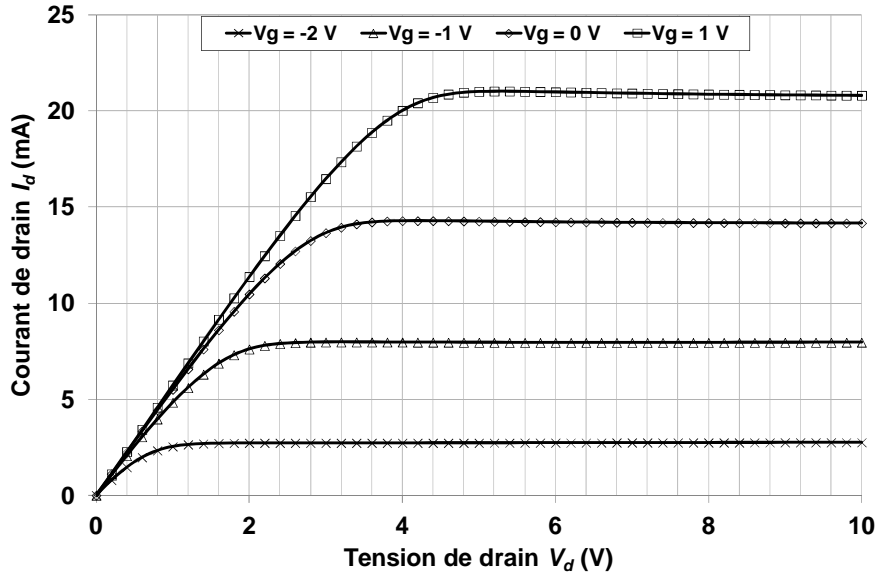


Figure IV.29 : Courbes  $I_d(V_d)$  du HEMT de référence pour des tensions de grille variant de -2 V à 1 V

On constate que pour une tension de grille maximale de 1 V, le courant de saturation est de l'ordre de 21 mA. Cette valeur est vingt fois inférieure à la valeur prévue par la théorie. Dans ces conditions, la modèle prévoyait en effet un courant de saturation de l'ordre de 140 mA après correction de la tension de seuil et de 400 mA sans aucune correction. De plus, la mesure de courbes  $I_d(V_d)$  fournit des valeurs différentes pour chaque HEMT de la puce. Les courants de saturation mesurés pour  $V_g = 1$  V sont situés entre 20 mA et 35 mA. Pour finir, à tension de grille égale, les tensions de saturation varient aussi d'un transistor à l'autre. La Figure IV.30 permet ainsi de voir que pour une tension de grille de 1 V, le comportement du transistor central est différent de celui du transistor de référence.

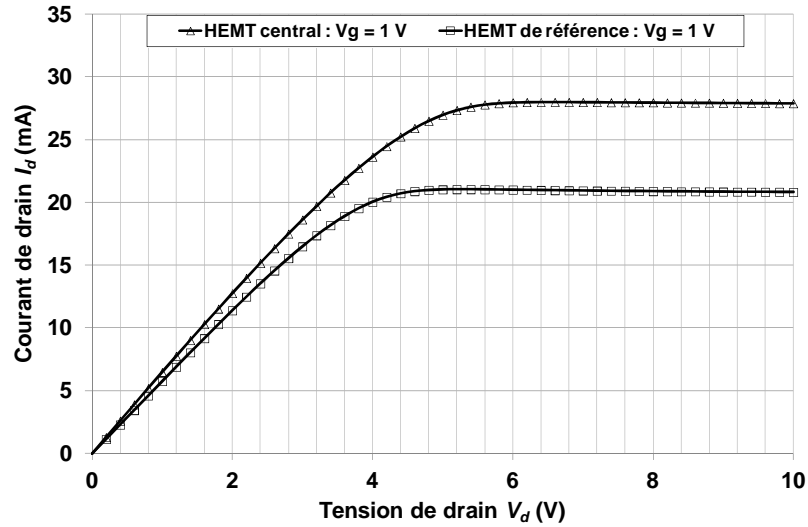


Figure IV.30 : Courbes  $I_d(V_d)$  du HEMT de référence et du HEMT central pour  $V_g = 1$  V

Sur cet exemple, le HEMT central a une tension de saturation de l'ordre de 6 V et un courant de saturation de 28 mA. Le HEMT de référence possède lui une tension de saturation d'environ 4,6 V pour un courant de 21 mA. Puisque leurs tensions de seuil sont sensiblement les mêmes, comment expliquer un tel phénomène ?

La première explication se situe au niveau de la tension de seuil plus faible que prévue. A tension de grille égale, le terme  $(V_g - V_t)$  sera plus important dans le modèle que dans la réalité. Nous avons vu que malgré la correction de la tension de seuil, les valeurs de courant mesurées restent plus faible que celle prévue par la théorie. Ce n'est donc pas la seule raison expliquant ces faibles courants.

En réalité, le modèle du HEMT développé dans cette thèse s'est efforcé de rester simple afin de rendre possible le couplage analytique entre les différentes physiques impliquées dans le fonctionnement du capteur de pression. Il ne tient ainsi pas compte de divers phénomènes parasites qui ont une incidence sur le signal du HEMT

Tout d'abord, il faut considérer l'effet des résistances parasites présentes au niveau du drain et de la source du HEMT. Ces résistances sont dues pour une part à la qualité de la fabrication et notamment du contact ohmique réalisé pour chaque HEMT. Mais comme ici, les HEMTs ont aussi de grandes dimensions, ces résistances sont élevées et varient d'un HEMT à l'autre. Leur effet peut être retranscrit par une diminution de la mobilité indépendante des tensions de pilotage du HEMT ainsi que par des tensions de saturation plus élevées puisque la tension réellement appliquée aux bornes du canal est inférieure à celle appliquée par l'opérateur sur les contacts de drain et de source.

Aux résistances parasites s'ajoutent les variations de la mobilité le long du canal. Dans le cas de HEMTs AlGaN/GaN, la mobilité varie en fonction de la densité du 2DEG. Ces variations peuvent en général être négligées. Or, dans le cas présent, les dimensions des HEMTs de détection impliquent de grandes densités d'électrons dans le gaz. Les variations de la mobilité électronique sont en conséquence plus importantes. Malheureusement, puisque ces

variations dépendent de la densité du 2DEG, elles sont principalement contrôlées par la tension de grille.

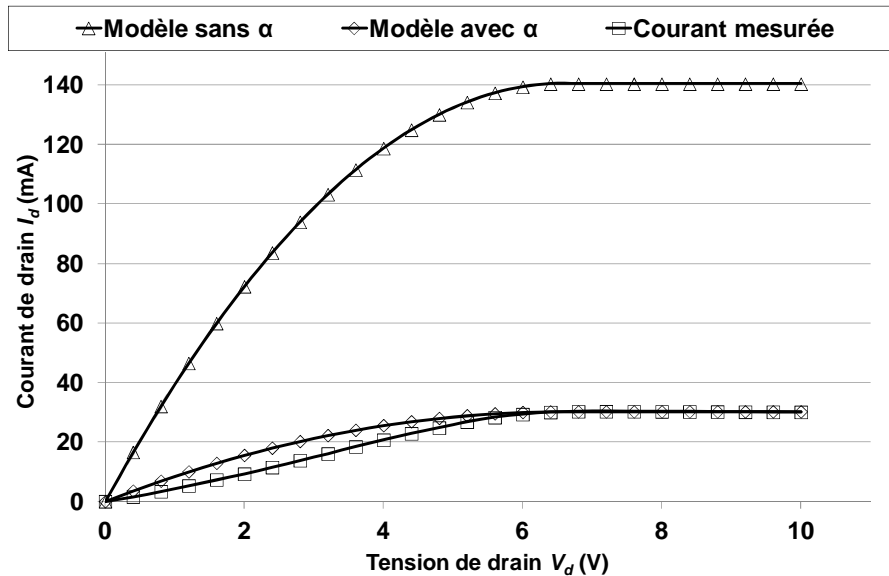
D'autres phénomènes participent à la diminution du courant de drain comme les phénomènes de piégeage mais les variations de mobilité et la présence de résistances parasites sont les principales responsables des faibles valeurs de courant mesurées. Il est assez complexe d'inclure des résistances variables dans le modèle du HEMT AlGaIn/GaN. Le modèle peut en effet devenir insoluble analytiquement. Le moyen le plus sûr de corriger le modèle, à défaut d'être le plus rigoureux, consiste à estimer que tous ces effets influent sur la mobilité électronique. On peut ainsi définir une mobilité effective de la manière suivante :

$$\mu_{eff} = \alpha(V_g) \mu_{HEMT} \quad (IV.40)$$

$$\alpha(V_g) = \frac{I_{d,MESURE}(V_g)}{I_{d,THEORIE}(V_g)}$$

$\alpha(V_g)$  est alors une fonction de la tension de grille dont la valeur est comprise entre 0 et 1. Elle se mesure à tension de grille fixée en calculant le rapport entre le courant de drain mesuré et le courant de drain théorique. On peut ensuite corriger la tension de saturation en calculant la tension réellement appliquée aux bornes du canal. Pour cela, on se servira du rapport entre la tension de saturation mesurée et la tension de saturation théorique. Ce moyen de correction n'est pas aussi précis en régime ohmique qu'en régime de saturation mais permet tout de même de comparer le comportement prévu par le modèle établi dans ce chapitre avec les mesures expérimentales.

La Figure IV.31 montre les courbes  $I_d(V_d)$  obtenues pour une tension de grille de 1 V appliquée au HEMT de référence dans trois cas différents. Tout d'abord, celui du modèle théorique après correction de la tension de seuil mais sans correction sur la mobilité. Ensuite, nous montrons le courant fourni par le modèle avec les deux types de corrections puis le courant mesuré.



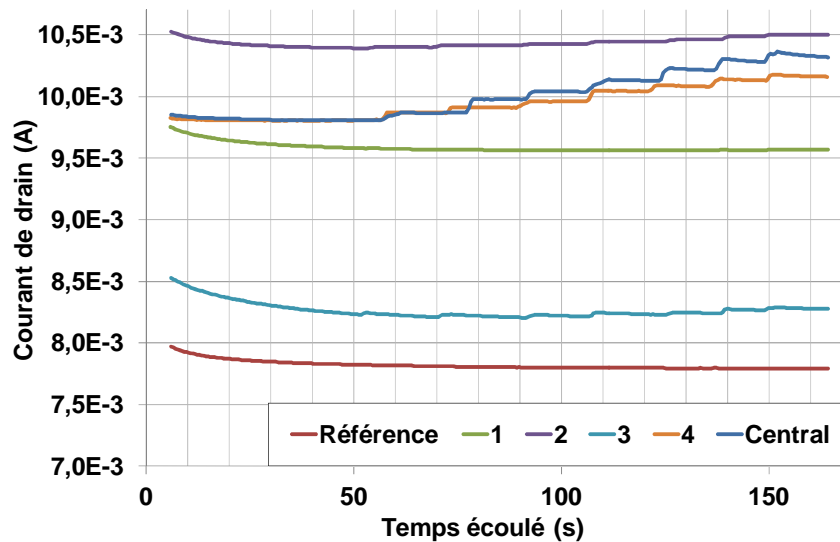
**Figure IV.31 : Comparaison des courants obtenus par la mesure et par la théorie avec et sans correction**

On voit bien que la correction est moins précise pour le régime ohmique que pour le régime de saturation. Afin de comparer le comportement du capteur sous contraintes mécaniques, nous exploiterons donc uniquement les résultats mesurés en régime de saturation. Ce régime produit aussi les sensibilités les plus élevées ce qui justifie d'autant plus ce choix.

#### IV.4.3.3. Etude de la sensibilité des HEMTs de détection

Afin d'étudier la sensibilité des HEMTs, nous utilisons l'analyseur de paramètres en mode temporel. Pour cela, nous fixons la tension de drain pour nous placer en régime de saturation. Puis nous fixons la tension de grille à une valeur comprise entre -1 V et 1 V. N'oublions pas en effet que le modèle prévoit un régime de forte inversion dont la condition est de se situer loin de la tension de seuil. Celle-ci étant de -2,15 V, des tensions inférieures à -1 V provoqueront difficilement un régime de forte inversion dans le puits quantique. Nous mesurons ensuite le courant de saturation généré par le HEMT de détection en appliquant à intervalles réguliers des pas de tensions sur la pointe électrique. Ces pas de tensions correspondent à des variations de la force appliquée sur le diaphragme. Il est ensuite possible de déterminer la variation de courant et de la lier à l'augmentation de force qui l'a générée. On peut de cette manière obtenir la sensibilité de chaque HEMT.

La Figure IV.32 fournit les courbes de mesures temporelles obtenues pour chaque HEMT de détection lorsqu'ils sont soumis à une tension de grille de -1 V et une tension de drain de 7 V.

**Figure IV.32 : Courbes de mesures temporelles de chaque HEMT de détection pour  $V_g = -1$  V**

On remarque dans un premier temps que la valeur moyenne du courant diffère d'un HEMT à l'autre ce qui renforce l'idée que les résistances parasites sont différentes pour chacun d'entre eux. Il est donc difficile de comparer entre elles les variations du courant avec

la force  $F$  puisqu'elles sont impactées par l'importance des résistances parasites, différentes pour chaque HEMT.

Il est aussi possible de remarquer une diminution du courant au cours du temps. Ce phénomène s'explique par le piégeage des porteurs dans des états d'interface. Ces états sont créés par les défauts de fabrication présents dans l'hétérostructure. Il aboutit à une diminution logarithmique de la densité du 2DEG au cours du temps. Nous limitons donc notre analyse à une durée de 3 minutes. Il faut aussi s'efforcer d'appliquer des variations de forces nettes et rapides afin que l'effet de piégeage ne fausse pas la mesure des variations de courant dues aux contraintes mécaniques.

En revanche nous pouvons au moins vérifier l'inversion du signe de la contribution au courant devant intervenir au niveau du HEMT 2 d'après la théorie. Nous avons donc tracé pour chaque HEMT la variation du courant de saturation en fonction de la force appliquée comme le montre la Figure IV.33.

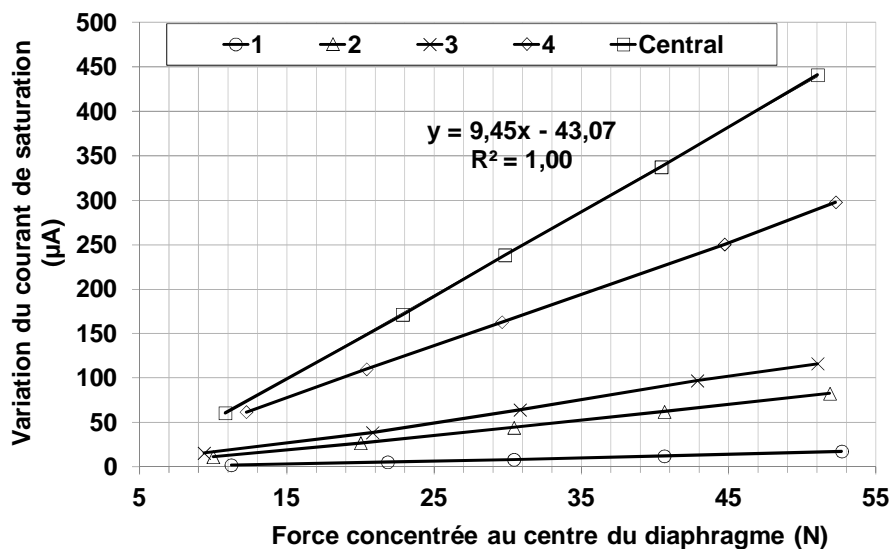


Figure IV.33 : Variations du courant de saturation en fonction de la force appliquée sur le diaphragme

On constate que la contribution au courant des HEMTs de détection ne change pas de signe même pour le HEMT le plus proche de l'encastrement supposé du diaphragme. Deux explications sont possibles à ce phénomène. Soit l'encastrement n'est pas délimité exactement pour  $r = r_a$  auquel cas tous les HEMTs se trouvent dans une région contrainte en tension en surface. Dans ce cas, en considérant que le boîtier n'assure un encastrement qu'aux environs de l'encastrement théorique, le rayon effectif du diaphragme serait de 2,95 mm au lieu de 2,1 mm.

Une autre possibilité, peut être plus probable au vu du dispositif de caractérisation, est que l'élément de plexiglas n'assure pas un encastrement parfait. Auquel cas, le diaphragme n'est plus encasté et il se comporte comme une plaque posée. Dans une telle situation, la théorie des poutres prédit que les contraintes ne s'annulent jamais le long du rayon du diaphragme et que, sur la surface supérieure du diaphragme, elles sont partout en tension. Les contraintes sont alors environ 1,2 fois supérieures à celles générées dans le diaphragme

encastré [Timo1959]. En l'état actuel, il est difficile d'affirmer si nous sommes dans l'une ou l'autre des situations. Il faut néanmoins retenir que le modèle électromécanique utilisé ne considère pas la même situation mécanique que la situation réelle.

Malgré ces observations, il semble que chaque HEMT a un comportement linéaire avec la force appliquée. On constate ainsi que la sensibilité maximale est obtenue pour le HEMT central et vaut alors  $9,4 \mu\text{A}.\text{N}^{-1}$ . Ce résultat est un l'un des plus importants que nous ayons obtenu au cours de cette thèse. En effet, il valide le principe de faisabilité de la détection que nous avons envisagé. Mais il rejoint aussi les conclusions sur le comportement du capteur apportées par la modélisation du capteur de pression.

En revanche, les variations de la mobilité avec la densité du 2DEG réduisent considérablement les variations de la sensibilité avec la tension de grille. En théorie, en augmentant la tension de grille en régime de saturation, on augmente la densité du 2DEG et en conséquence, les effets piézoélectriques ont une influence plus importante sur le courant de saturation. Dans la pratique, la réduction de la mobilité subséquente à l'augmentation de densité du gaz réduisent considérablement l'impact de la tension de grille sur le comportement de détection des HEMTs. La Figure IV.34 permet de constater que les variations dues à la force appliquée sont très similaires pour une tension de grille de -1 V et une tension de grille de 1 V.

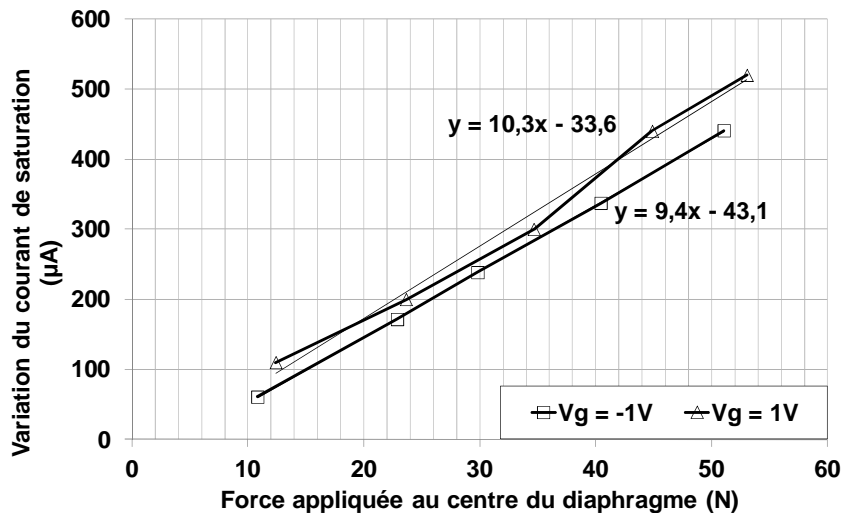


Figure IV.34 : Comparaison des sensibilités obtenues pour des tensions de grille de -1 V et 1 V

On obtient ainsi une sensibilité de  $10,3 \mu\text{A}.\text{N}^{-1}$  pour une tension de grille de 1 V contre  $9,4 \mu\text{A}.\text{N}^{-1}$  pour une tension de -1 V. L'augmentation est de l'ordre de 10 % alors que la théorie prévoit que la sensibilité double entre  $V_g = -1\text{ V}$  et  $V_g = 1\text{ V}$ . La mobilité effective a donc un impact très important sur la sensibilité des HEMTs de détection.

Néanmoins la sensibilité mesurée reste inférieure à la sensibilité calculée à partir du modèle, même après les corrections opérées sur la mobilité et sur la tension de seuil. Pour mieux étudier ces différences, nous allons appliquer les corrections décrites en Section IV.4.3.2 à la sensibilité théorique puis comparer les valeurs obtenues à celles que nous avons mesurées.



#### IV.4.4. Etude de la sensibilité du HEMT central : modèle corrigé et mesures

Afin de comparer le modèle corrigé aux mesures, il est plus aisé d'utiliser la sensibilité produite par le HEMT de détection central. En plus de proposer la meilleure sensibilité, le modèle du HEMT central est plus précis que celui des autres HEMTs. Nous avons donc appliqué au modèle du HEMT central les corrections décrites précédemment concernant à la fois la tension de seuil et la mobilité effective. Il a ensuite été possible de calculer la sensibilité théorique « corrigée » de ce transistor. Nous l'avons fait pour  $V_g = 1$  V puis nous l'avons comparé à la sensibilité mesurée par caractérisation dans les mêmes conditions. Les résultats obtenus sont présentés sur la Figure IV.35.

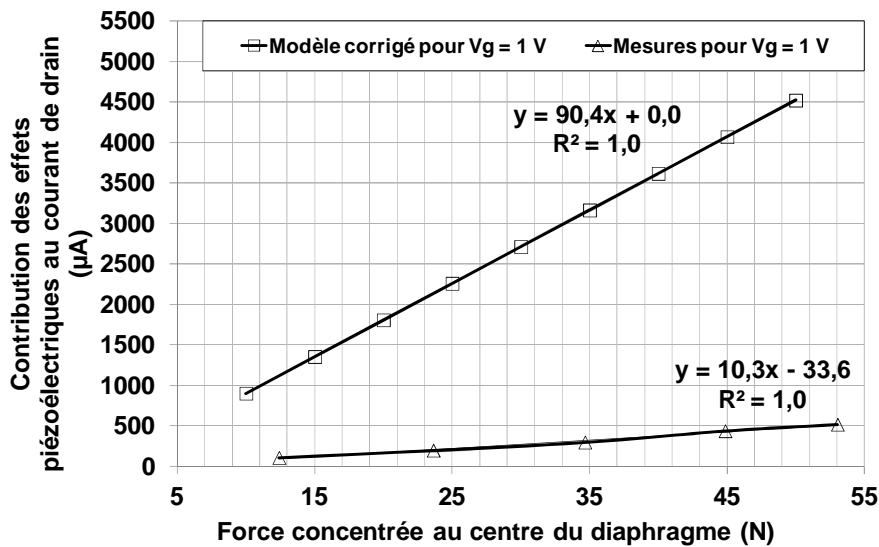


Figure IV.35 : Comparaison des sensibilités obtenues par le modèle corrigé et par la mesure

On constate que même en tenant compte des résistances parasites, des variations de la mobilité et limitant les erreurs générées par les simplifications du modèle, la sensibilité théorique est de  $90,4 \mu\text{A.N}^{-1}$  contre une sensibilité expérimentale de  $10,3 \mu\text{A.N}^{-1}$ . Si l'on considère que l'encastrement créé dans le boîtier de caractérisation n'est pas celui considéré dans le modèle et même en y ajoutant l'erreur générée par les propriétés des matériaux, un tel écart entre ces deux sensibilités ne peut être expliqué.

En réalité, il s'agit là de l'effet des phénomènes piézorésistifs dans le matériau. Les contraintes variant avec la force appliquée génèrent des résistances parasites qui varient elles-aussi linéairement avec la force appliquée. Ces piézorésistances évoluent proportionnellement à la force appliquée. Si bien que plus le courant généré par les effets piézoélectriques est important, plus la diminution de ce même courant provoquée par les effets piézorésistifs le sera. De cette façon, on conserve la linéarité de la réponse du HEMT par rapport à la force mais le courant généré est beaucoup moins important que ce que peut prévoir la théorie. Dans un dispositif plus petit, ces phénomènes pourraient être négligés. Mais encore une fois, les dimensions micrométriques voir millimétriques des HEMTs de détection rendent les phénomènes piézorésistifs presque prédominants face aux effets piézoélectriques.

## IV.5. Conclusions

Nous avons pu établir un modèle des HEMTs de détection présent sur le capteur de pression et ce pour deux cas d'excitation mécanique : une pression uniformément répartie sur le diaphragme et une force concentrée en son centre. Les deux modèles établis prévoyaient un comportement linéaire du courant de sortie des HEMTs en fonction soit de la pression soit de la force appliquée. La sensibilité en pression maximale du capteur est obtenue au centre. Elle vaut  $-0,97 \text{ mA.MPa}^{-1}$ . La sensibilité en force maximale est obtenue aussi pour le HEMT de détection central et vaut  $0,77 \text{ mA.N}^{-1}$ .

La mise en place d'un banc de caractérisation par pointe piézoélectrique a permis de confronter le modèle du capteur soumis à une force concentrée en son centre à des mesures expérimentales. Il est rapidement apparu que les HEMTs fabriqués souffrent de l'effet conjugué d'importantes résistances parasites et de variations non négligeables de la mobilité électronique avec la densité du 2DEG des HEMTs. La présence de contraintes résiduelles entraîne aussi une grande différence entre la tension de seuil théorique de  $-4,31 \text{ V}$  et la tension de seuil mesurée de  $-2,15 \text{ V}$  sensiblement égale entre chaque HEMT de détection. Il a été possible de corriger expérimentalement le modèle en tenant compte de ces nouveaux paramètres.

Après correction, la sensibilité théorique maximale obtenue est de l'ordre de  $90,4 \text{ }\mu\text{A.N}^{-1}$ . Cette valeur est environ huit fois inférieure à la sensibilité théorique avant correction. Elle reste pourtant neuf fois supérieure à la sensibilité expérimentale qui est de  $10,4 \text{ }\mu\text{A.N}^{-1}$ . Cette différence est générée par les effets piézorésistifs présents dans les matériaux III-N. Si ces effets n'influent pas sur la linéarité de la réponse des HEMTs de détection, ils diminuent en revanche de manière importante le courant généré par les effets piézoélectriques.

Durant cette thèse, il n'a pas été possible d'inclure les effets piézorésistifs dans le modèle du capteur de pression. Dans un premier temps, si ces effets sont bien étudiés dans le cas de l'AlN, ils sont mal connus dans le cas du GaN. Dans un second temps, l'arrivée des prototypes à la fin de cette thèse n'a permis de vérifier l'importance de ces phénomènes que trop tardivement pour pouvoir les inclure dans le modèle déjà établi.

Malgré leur importance, le résultat le plus probant amené par la caractérisation est la faisabilité du principe de détection étudiée ainsi que la linéarité prouvée du capteur. De plus, les sensibilités expérimentales obtenues sont facilement mesurables. La systématisation des principes de caractérisation développés dans ce chapitre pourrait faciliter le développement de capteurs plus fiables et plus efficaces et, pourquoi pas à terme, leur commercialisation. Les résultats présentés ici ne permettent pas de conclure sur d'éventuels avantages des technologies de détection mécanique à base de matériaux III-N. Mais ils sont positifs et justifient avant tout la nécessité de persister dans ce domaine de recherche.



## **CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES**

La détection mécanique en milieu hostile est en enjeu majeure de la recherche sur les capteurs. De nombreux domaines demandent aujourd'hui des capteurs de pression, de vibrations, de déformation ou encore d'accélération capables de fonctionner dans des conditions extrêmes de pressions, de température ou encore pour des atmosphères chimiquement agressives. Si cette demande est actuellement suppléée par des capteurs de grandes dimensions, il est de plus en plus nécessaire d'obtenir des capteurs de dimensions millimétriques voire micrométriques afin d'améliorer le suivi de grandeurs mécaniques en environnement hostile et d'améliorer la sécurité des opérateurs évoluant dans ce type d'environnement.

Nous avons pu dégager trois types de solutions de microcapteurs adaptées à ces exigences. Dans un premier temps, l'utilisation de carbure de silicium offre aujourd'hui les solutions les plus prometteuses. Bénéficiant d'une grande rigidité et d'une prédisposition naturelle à soutenir les conditions hostiles, ce matériau propose déjà des solutions de détection mécanique commercialisées. Il bénéficie d'une recherche active depuis plusieurs années et promet une évolution rapide au cours de la prochaine décennie.

Des solutions de détection basées sur le diamant ont aussi été proposées par d'autres chercheurs. Mais le coût de ce matériau a jusqu'à maintenant freiné la recherche dans ce domaine. Bien qu'il offre théoriquement des avantages nets par rapport au carbure de silicium, il est encore aujourd'hui inadapté à la fabrication de microcapteurs électromécaniques. Pourtant, il bénéficie d'une recherche active depuis déjà près de quinze ans.

Les solutions basées sur l'utilisation de nitrures d'élément III sont nées d'une recherche récente. Elles reposent sur des possibilités théoriques supérieures au diamant et au carbure de silicium. L'utilisation de ces matériaux pour les MEMS est toutefois récente et l'état actuel de la recherche ne permet d'apporter de réponses satisfaisantes pour la détection mécanique en milieu hostile.

Le travail de thèse présenté au cours de ce manuscrit participe de l'effort de recherche européen dans ce domaine. L'objectif principal de notre étude a été de combler quelques lacunes existantes dans la recherche concernant les applications de capteurs reposant sur les matériaux III-N. Nous nous sommes reposés sur deux principes de détection mécanique proposés l'une par la société microGaN GmbH d'Ulm en Allemagne et l'autre par la Société Swerea de Suède, et développés en collaboration avec des spécialistes réunis par le projet européen MORgAN qui a supporté cette thèse.

Le point commun entre ces deux principes est l'utilisation de transistor HEMT en tant que jauge mécanique. Ces dispositifs ont déjà une réputation établie dans les domaines de l'électronique de puissance et de haute fréquence. Leur caractéristique la plus intéressante du point de vue la détection mécanique est leur efficacité prouvée à des températures de l'ordre de 1000 °C surpassant en cela les performances des jauges de contrainte à base du diamant ou du carbure de silicium.

L'essentiel de notre étude repose sur la modélisation du couplage entre des contraintes mécaniques exercées sur des structures suspendues et le fonctionnement électronique des HEMTs de détection disposés en tant que jauges sur ces mêmes structures. Nous nous sommes limités à une étude à température ambiante de ces capteurs car il nous a paru pertinent d'aborder d'abord les couplages électromécaniques avant de faire intervenir les effets thermiques sur notre structure. La difficulté représentée par la mise en place de moyens de caractérisation à très haute température au sein des infrastructures accessibles dans notre laboratoire a renforcé notre idée sur le sens à donner à notre étude.

Un premier type de capteur, suivant les principes établis par la société microGaN d'Ulm, est un capteur de déformation constitué d'une poutre encastree-libre constituée de matériaux III-N et d'un HEMT de détection placé près de l'encastrement de la poutre. La modélisation de ce capteur a permis de démontrer une réponse linéaire du HEMT en fonction de la force appliquée en bout de poutre. La sensibilité théorique maximale de ce capteur est ainsi de l'ordre de  $14,4 \text{ A.N}^{-1}$  pour les paramètres de la poutre et du HEMT utilisés. Ce capteur n'étant pas optimisé, il est tout à fait possible d'améliorer ces performances en jouant sur les dimensions et de la structure et du transistor.

Le deuxième capteur envisagé est un capteur de pression reposant sur l'utilisation d'un diaphragme circulaire et d'un HEMT de détection situé à sa surface. Nos prototypes comportent par contre plusieurs HEMTs à but de validation du principe et du modèle. Cette structure est née de l'étroite collaboration entre le laboratoire TIMA et divers partenaires du projet européen MORGaN. Elle vise des applications à haute température et pour de hautes pressions. La modélisation du comportement des HEMTs de détection a permis de mettre en avant les points communs existant entre le capteur de déformation et le capteur de pression. Il a été notamment possible de constater que le principe du modèle développé au cours de cette thèse peut s'adapter à d'autres types de structure de détection mécanique qui présenteront dans tous les cas des similitudes formelles avec les modèles que nous avons établis.

Le capteur de pression a été étudié pour deux formes de contraintes mécaniques extérieures. D'une part, l'application d'une pression uniforme sur le diaphragme du capteur qui correspond à sa fonction première a permis de conclure à la linéarité de la réponse des différents HEMTs de détection par rapport à la valeur de la pression appliquée. La sensibilité théorique maximale obtenue est de  $-0,97 \text{ mA.MPa}^{-1}$  pour une gamme de pressions s'étendant de 1 MPa à 10 MPa. Ce capteur apparaît donc adapté aux conditions de pressions envisagées puisqu'en plus de proposer une réponse linéaire, cette dernière est facilement mesurable en termes d'ordre de grandeur.

Le second type de contraintes correspond à l'application d'une force concentrée au centre du capteur. Cela correspond au cas de figure représenté par le banc de caractérisation que nous avons mis en place en laboratoire. Encore une fois, le capteur démontre un comportement linéaire avec la force appliquée pour une sensibilité théorique maximale de  $0,77 \text{ mA.N}^{-1}$  sur une gamme de force allant de 5 N à 50 N correspondant à des déplacements micrométriques au niveau du diaphragme.

La mise au point d'un banc de caractérisation correspondant à ce type de contraintes extérieures a permis de confronter le modèle développé au cours de la thèse avec des mesures expérimentales. Il est rapidement apparu que de nombreux effets parasites diminuent le signal de sortie des HEMTs de détection. Lorsque le capteur n'est soumis à aucune contrainte extérieure, deux effets parasites prédominent : des résistances parasites au niveau du drain et de la source des HEMTs et la variation de la mobilité électronique effective des porteurs en fonction de la densité du gaz d'électrons des transistors. Ces phénomènes sont avant tout dus aux grandes dimensions des HEMTs de détection. Cela montre que bien que théoriquement, de telles dimensions devraient permettre de plus grandes sensibilités, l'importance des effets parasites est telle qu'il serait sans doute intéressant de travailler avec des transistors de dimensions plus réduites. Il pourrait être utile de mener une étude afin de déterminer les dimensions optimales permettant un compromis entre la sensibilité et les effets parasites.

Il existe aussi un effet parasite important causé par l'application de contraintes extérieures au capteur : l'effet piézorésistif. D'après les résultats que nous avons obtenus, ils agissent avant tout en diminuant la valeur du courant de sortie des HEMT et donc la sensibilité du capteur. En revanche, il n'empêche pas la linéarité du capteur. L'étude de ces effets et leur possible inclusion dans le modèle du capteur que nous avons développé est une piste à envisager. Il serait aussi utile d'y inclure un modèle de la mobilité électronique.

Néanmoins, un modèle possédant autant de couplage risque d'être difficilement soluble analytiquement. Notons qu'il est aussi possible de complexifier le modèle établi au cours de cette thèse en y incluant des descriptions plus complexes du HEMT. Nous pourrions alors considérer un modèle 2D du HEMT incluant les effets de piégeage des porteurs ainsi que d'autres effets parasites largement étudiés par les spécialistes du HEMT de puissance. Mais encore une fois, la condition sine qua non de notre approche reste la possibilité d'une résolution analytique ou par assistance numérique du modèle ainsi obtenu.

Une dernière solution serait le développement d'un modèle par éléments finis tenant compte de l'intégralité des phénomènes présents dans les capteurs mécaniques étudiés ici. Mais se poserait alors la question des échelles de travail que nous avons abordée dans ce manuscrit. La description du HEMT se fait à l'échelle nanométrique alors que les phénomènes mécaniques mis en jeu agissent à l'échelle millimétrique.

Finalement, l'une des étapes les plus importantes de ce travail est le comportement de notre modèle lorsque la température du milieu varie. Outre un effet sur les propriétés mécaniques, piézo- et pyroélectriques, la température agira de manière notable sur le comportement des porteurs présents dans le canal des HEMTs de détection. Cela impliquerait la mise en place de moyens de caractérisations du capteur en température jusqu'à 1000°C. Se pose alors la question de savoir s'il ne faut pas en premier lieu inclure les effets parasites à température ambiante puis développer un modèle tenant compte des comportements thermiques de ces effets.

On constate donc que le modèle développé au cours de cette thèse est imparfait et que de nombreuses étapes restent à étudier afin d'obtenir un modèle complet des capteurs de

pressions et de déformation pour les conditions hostiles. Il a toutefois permis de valider la faisabilité de tels capteurs, la linéarité de leur réponse par rapport aux grandeurs physiques qu'ils sont supposés mesurer ainsi que la possibilité d'obtenir un signal de détection utile conséquent et mesurable.

Outre la linéarité de la réponse et la validation de ce principe de détection, l'étude menée a démontré que l'un des facteurs limitant ce type de dispositifs est la méconnaissance des propriétés mécaniques et piézoélectriques des matériaux III-N. Cela entraîne une erreur théorique de l'ordre de 32 % sur le signal, ce qui n'est pas acceptable en termes de performances. L'une des conclusions apportées par notre étude est donc le besoin impératif d'une systématisation de la caractérisation de ce type de matériaux et l'harmonisation des procédés de fabrication. Sans ces prérequis, il est peu probable que les solutions de capteurs basées sur les matériaux III-N puissent un jour rivaliser avec celles déjà proposées par le carbure de silicium.

Il est possible de résumer les principales tâches qu'il reste à accomplir afin développer microcapteurs mécaniques à base de nitrures d'éléments III à la fois fonctionnels et efficaces :

- *Modélisation des effets parasites* : afin de mener à bien le développement de ce microcapteur, il est impératif d'inclure les effets parasites que nous avons recensés dans le modèle du capteur développé durant cette thèse. Se pose alors la question de la solubilité d'un tel modèle si l'on persiste dans une modélisation analytique du système
- *Modélisation du comportement en température* : l'un des objectifs de ce capteur est de fonctionner en conditions hostiles et donc pour des températures supérieures à 600 °C. Le modèle décrit au cours des chapitres III et IV peut être adapté afin de tenir compte des variations en température des phénomènes électromécaniques, quantiques et électroniques ainsi que des effets parasites liés au système. Il sera à nouveau indispensable de vérifier si l'approche analytique est adaptée à une modélisation du comportement en température des capteurs envisagés.
- *Encapsulation du capteur* : la question de l'encapsulation n'a pu être abordée de manière satisfaisante au cours de cette thèse. Bien que divers principes d'encapsulation aient été testés au sein du projet MORGaN pour les deux types de capteurs étudiés, les tests de fabrication n'ont pas encore apporté de résultats concluants. Dans le cas du capteur de pression, le collage de la puce de saphir sur un anneau d'acier a été pu être mené à bien mais il n'a pas encore été possible de caractériser en pression le capteur obtenu. De plus, le procédé de collage exigeant des températures de l'ordre de 1000 °C posent divers problèmes en termes d'endommagements des circuits métalliques du capteur et notamment des contacts ohmiques et Schottky utilisés.
- *Caractérisation en conditions hostiles* : l'étape finale du développement de ce capteur consistera en sa caractérisation dans un milieu à haute température chimiquement agressif. Cette étape n'aura lieu qu'une fois qu'un procédé de fabrication fiable et



répétable aura été obtenu pour le capteur de déformation comme pour le capteur de pression. La mise en place d'un dispositif de mesure en conditions hostiles est un procédé qui prend du temps et peut se révéler à la fois complexe et coûteux. Mais il s'agit là de la condition sine qua non au développement voir à la commercialisation de capteurs mécaniques à base de matériaux III-N adaptés aux conditions hostiles.

Cette thèse a donc rempli ses principaux objectifs visant à la modélisation et la caractérisation de principes de détection mécanique en conditions hostiles. Les matériaux III-N peuvent proposer des solutions particulièrement intéressantes pour la détection mécanique. Mais les particularités de ces matériaux et les approches sans doute encore trop récentes basées sur leur utilisation pour la détection en conditions hostiles ne permettent pas encore de conclure sur les performances de ces matériaux. Il est donc peu pertinent d'affirmer qu'ils puissent remplacer le carbure de silicium avant plusieurs années. De manière générale, la recherche sur les microcapteurs mécaniques en conditions hostiles a encore beaucoup de travail avant que ces derniers ne s'imposent sur un marché saturé par les capteurs macroscopiques fiables et efficaces. La conclusion à en tirer est néanmoins positive : leur potentiel est intact et tout ou presque reste à faire.

## RÉFÉRENCES

- 
- [Adt2011] Brochure d'informations, Advanced Diamond Technologies, Inc., 2011  
Disponible sur : <http://www.thindiamond.com>
- [Alam2009] J.A. del Alamo et J. Joh. GaN HEMT reliability. *Microelectronics Reliability*, 49, 2009, pp. 1200-1206.
- [Amba1999] O. Ambacher et al. Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGaIn/GaN heterostructures. *J. Appl. Phys.* 85(6), 1999, pp. 3222-3233.
- [Amba2003] O. Ambacher et al. Electronics and sensors based on pyroelectric AlGaIn/GaN heterostructures. *Phys. Stat. Sol.* 0(6), 2003, pp. 1878-1907.
- [Andr2008] A. Andrei et al. AlN as an actuation material for MEMS applications The case of AlN driven multilayered cantilevers. *Sens. Actu. A*, 141, 2008, pp. 565-576.
- [Atwe2003] A.R. Atwell, R.S. Okojie, K.T. Kornegay, S.L. Roberson et A. Beliveau. Simulation, fabrication and testion of bulk micromachined 6H-SiC high-g piézorésistive accelerometers. *Sens. Actu. A*, 104, 2003, pp. 11-18.
- [Azev2007] R.G. Azevedo et al. Silicon carbide coated MEMS strain sensors for harsh environments applications. *IEEE 20<sup>th</sup> Int. Conf. on MEMS 2007*, Kobe, Japon, 21-25 Jan. 2007, pp. 643-646.
- [Bayr2011] B. Bayram. Fabrication of SiO<sub>2</sub>-stacked diamond membranes and their characteristics for microelectromechanical applications. *Diamond & Related Materials*. 20, 2011, pp. 459-463.
- [Beac2001] R.A. Beach, R.P. Strittmatter et T.C McGill. *US Patent* 6647796, 2001.
- [Beec2009] T. Beechem, A. Christensen, D.S. Green et S. Graham. Assessment of stress contributions in GaN high electron mobility transistors of differing substrates using Raman spectroscopy. *J. Appl. Phys.* 106(11), 2009, pp. 114509.
- [Bern1997] F. Bernardini, V. Fiorentini et D. Vanderbilt. Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides. *Phys. Rev. B*, 56, 1997, pp. R10024-R10027.
- [Bern2001] F. Bernardini, V. Fiorentini et D. Vanderbilt. Accurate calculation of polarization-related quantities in semiconductors. *Phys. Rev. B*, 63, 2001, pp. 193201.
-

- 
- [Boug2009] L. Bouguen et al. High temperature behaviour of AlGaN/AlN/GaN Hall-FET sensors. *Mat. Sci. Engin. B*, 65(1-2), 2009, pp. 1-4.
- [Bowe2006] C.R. Bowen, D.W.E. Allsopp, R. Stevens, P. Shields, W.N. Wang, Modelling and design of GaN based piezoelectric MEMS, *4M 2006, Second International Conference on Multi-Material Micro Manufacture*, Oxford, Angleterre, 2008, pp. 179-182.
- [Bykh1996] A.D. Bykhovski, V.V. Kaminski, M.S. Shur, Q.C. Chen, and M.A. Khan, Piezoresistive effect in wurtzite *n*-type GaN. *Appl. Phys. Lett.* 68(6), 1996, pp. 818.
- [Casa1996] J.B. Casady et R.W. Johnson. Status of silicon carbide (SiC) as a wide-bandgap semiconductor for high-temperature applications: A review. *Sol. State Elec.* 39(10), 1996, pp. 1409-1422.
- [Cell2003] G.K. Celler et S. Cristoloveanu. Frontiers of silicon-on-insulator. *J. Appl. Phys.* 93(9), 2003, pp. 4955-4978.
- [Chen2007] L. Chen et M. Mehregany. A Silicon Carbide Capacitive Pressure Sensor for High Temperature and Harsh Environment Applications. *Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems Conference, 2007. TRANSDUCERS 2007*, Lyon, France, 2007, pp 2597-2600.
- [Chen2008] L. Chen et M. Mehregany. A silicon carbide capacitive pressure sensor for in-cylinder pressure measurement. *Sens. Actu. A*, 145-146, 2008, pp. 2-8.
- [Chun2005] G.S. Chung, C.W. Nam, S.B. Cho, J.H. Lee et K.C. Lee. Fabrication and Characteristics of Micromachined Ta-N Ceramic Thin-film Pressure sensors. *Proceedings of the 9th Russian-Korean International Symposium on Science and Technology*. Novossibirsk, Russie, 2005, pp. 439-443.
- [Cima2007] I. Cimalla et al. AlGaN/GaN biosensor – effect of device processing steps on the surface properties and biocompatibility. *Sens. Actu. B*, 123, 2007, pp. 740-748.
- [Coli1998] J.P. Colinge. Fully-Depleted SOI CMOS for Analog Applications. *IEEE Trans. on Elec. Dev.* 45(5), 1998, pp. 1010-1016.
- [Daks2006] S. Dakshinamurthy, N.R. Quick et A. Kar. SiC-based optical interferometry at high pressures and temperatures for pressure and chemical sensing. *J. Appl. Phys.* 99(9), 2006, pp. 094902 - 094902-8.
-

- 
- [Daum1999] I. Daumiller, C. Kirchner, M. Kamp, K. J. Ebeling et E. Kohn. Evaluation of the Temperature Stability of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> Heterostructure FET's. *IEEE Elec. Dev. Letters*, 20(9), 1999, pp. 448-450.
- [Davi1999] J.L. Davidson et al. Diamond as an active sensor material. *Diamond & Related Materials*. 8, 1999, pp. 1741-1747.
- [Dege1998] C. Deger, et al. Sound velocity of AlGa<sub>N</sub> thin films obtained by surface acoustic wave measurements, *Appl. Phys. Lett.* 72, 1998, pp. 2400.
- [Degu1999] T. Deguchi et al. Structural and vibrational properties of Ga<sub>N</sub>. *J. Appl. Phys.* 86(4), 1999, pp. 1860.
- [Demi2010] S. Demirtas, J. Joh, J.A. del Alamo. High voltage degradation of Ga<sub>N</sub> High Electron Mobility Transistors on silicon substrate. *Microelectronics Reliability*, 50, 2010, pp. 158-162.
- [Deng2000] J. Deng, R. Gaska, M.S. Shur, M.A. Khan, and J.W. Yang, Negative Differential Conductivity in AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMT : Real Space Charge Transfert from 2D to 3D States ? *Proceedings of the Symposium on GaN and related alloys*, Boston, USA, 28 Nov.-3 Dec. 1999, pp. W4.5.1- W4.5.6, 2000.
- [Du2005] J. Du, W.H. Ko, M. Mehregany et C.A. Zorman. Poly-SiC Capacitive Pressure Sensors Made by Wafer Bonding. *IEEE Sensors*, Irvine, USA, 30 Oct.-3 Nov. 2005, pp. 1267-1270.
- [Eick2001] M. Eickhof, O. Ambacher, G. Krötz et M. Stutzmann. Piezoresistivity of Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N layers and Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/Ga<sub>N</sub> heterostructures. *J. Appl. Phys.* 90(7), 2001, pp. 3383-3386.
- [Erik2005] H. Eriksen et S. Guo. *US Patent* 6928878, 2005.
- [Free2003] J.C. Freeman. Basic Equations for the Modeling of Gallium Nitride (Ga<sub>N</sub>) High Electron Mobility Transistors (HEMTs). *Rapport technique NASA TM-2003-211983*, 2003.
- [Gask1998] R. Gaska et al. Electron transport in AlGa<sub>N</sub>-Ga<sub>N</sub> heterostructures grown on 6H-SiC substrates. *Appl. Phys. Lett.* 72(6), 1998, pp. 707-709.
- [Gask2000] R. Gaska et al. Piezoresistive effect in metal-semiconductor-metal structures on p-type Ga<sub>N</sub>. *Appl. Phys. Lett.* 76(26), 2000, pp. 3956-3958.
-

- 
- [Gere2001] J.M. Gere et S.P. Timoshenko, *Mechanics of Materials*, 5e édition, Cengage Learning, Florence, 2001.
- [Gran2007] J. Grant et al. GaN as a radiation hard particle detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 576, 2007, pp. 60–65.
- [Gual1994] J.G. Gualtieri, J.A. Kosinski, et A. Ballato, Piezoelectric materials for acoustic wave applications. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, 41, 1994, pp. 53-59
- [Guo2008] S. Guo, H Eriksen, K. Childress, A. Fink et M. Hoffman. High temperature high accuracy piezoresistive pressure sensor based on smart-cut SOI. *IEEE 21st International Conference on Micro Electro Mechanical Systems, MEMS 2008*, Tucson, USA, 13-17 Jan. 2008, pp. 892 – 895.
- [Guo2009] S. Guo, H Eriksen, K. Childress, A. Fink et M. Hoffman. High temperature smart-cut SOI pressure sensor. *Sens. Actu. A*, 154(2), 2009, pp. 255-260.
- [Heza2008] Y. Hezarjaribi, M.N. Hamidon, S.H. Keshmiri et A.R. Bahadorimehr. Capacitive Pressure Sensors Based on MEMS, Operating in Harsh Environments. *Proceedings of ICSE 2008*, Johor Bahru, Malaysia, 2008, pp. 184-187.
- [Hase2008] H. Hasegawa et M. Akazawa. Mechanism and control of current transport in GaN and AlGa<sub>N</sub> Schottky barriers for chemical sensor applications. *Appl. Surf. Sci.* 254, 2008, pp. 3653–3666.
- [Jako2009] J. Jakovenko et al. GaN, GaAs and Silicon based Micromechanical Free Standing Hot Plates for Gas Sensors. *Proc. Chem.* 1, 2009, pp. 804–807.
- [Jard2008] O. Jardel. *Contribution à la Modélisation des Transistors pour l'Amplification de Puissance aux Fréquences Microondes. Développement d'un nouveau Modèle Electrothermique de HEMT AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> incluant les Effets de Pièges*. Thèse de doctorat de physique appliquée de l'Université de Limoges, 2008.
- [Jena2002] D. Jena et al. Realization of wide electron slabs by polarization bulk doping in graded III–V nitride semiconductor alloys. *Appl. Phys. Lett.* 81(23), 2002, pp. 4395-4397.
- [Jian2009] L. Jianan et al. Fabrication of Large-Area Suspended MEMS Structures Using GaN-on-Si Platform. *IEEE Elec. Dev. Letters*, 30(10), 2009, pp. 1045-1047.
-

- 
- [Joh2010] J. Joh et al. Role of stress voltage on structural degradation of GaN high-electron-mobility transistors. *Microelectronics Reliability*, 51, 2011, pp. 201-206.
- [John2004] R.W. Johnson et al. The Changing Automotive Environment: High-Temperature Electronics. *IEEE Tran. Elec. Pack. Manu.* 27(3), 2004, pp. 164-176.
- [Kano2006] K. Kano et al. Temperature dependence of piezoelectric properties of sputtered AlN on silicon substrate. *Sens. Actu. A*, 130-131, 2006, pp. 397-402.
- [Kast2000] K. Kasten, J. Amelung et W. Mokwa. CMOS-compatible capacitive high temperature pressure sensors. *Sens. Actu. A*, 85, 2000, pp. 147-152.
- [Kim1996] K. Kim, W.R.L. Lambrecht et B. Segall. Elastic constants and related properties of tetrahedrally bonded BN, AlN, GaN, and InN. *Phys. Rev. B*, 53(24), 1996, pp. 16310-16325.
- [King1993] R.D. King-Smith et D. Vanderbilt. Theory of polarization of crystalline solids. *Phys. Rev. B*, 47(3), 1993, pp. 1651-1654.
- [Kohn1999] E. Kohn, P. Gluche et M. Adamschik. Diamond MEMS – a new emerging technology. *Diamond & Related Materials*. 8, 1999, pp. 934-940.
- [Kohn2001] E. Kohn, M. Adamschik, P. Schmid, S. Ertl et A. Flöter. Diamond electro-mechanical micro devices – technology and performance. *Diamond & Related Materials*. 10, 2001, pp. 1684-1691.
- [Kohn2008] E. Kohn, Harsh environment materials in *Comprehensive Microsystems*, éd. par Y.B. Gianchandani, O. Tabata et H. Zappe, Elsevier Science, Londres, 2008, pp. 131-181.
- [Kroe1998] G. Kroetz, W. Wondrak, E. Obermeier et C. Cavalloni. Silicon Carbide on Silicon – An Ideal Material Combination for Harsh Environment Sensor Applications. *Proceedings of ISIE 1998*, Pretoria, Afrique du Sud, 7-10 Juil. 1998, 2, pp. 732-736.
- [Kroe1999] G. Kroetz, M. Eickhoff et H. Moeller. Silicon compatible materials for harsh environment sensors. *Sens. Actu. A*, 74, 1999, pp. 182-189.
-

- 
- [Krup2009] K. Krupa et al. Static and dynamic characterization of AlN-driven microcantilevers using optical interference microscopy. *Optics and Lasers in Engineering* 47, 2009, pp. 211-216.
- [Kuo2009] H.I. Kuo and W.H. Ko. Smart-Cut™ Piezoresistive Strain Sensors for High Temperature Applications. *Proceedings of IEEE Sensors 2009*, Christchurch, Nouvelle-Zélande, 25-28 Oct. 2009, pp. 1290-1292.
- [Lass1997] J. Lasseur. The Use Of Sensors Systems In Harsh Environments. *International conference on Solid State Sensors and Actuators, 1997. TRANSDUCERS 97*, Chicago, USA, 16-19 Juin 1997, 1, pp. 29-32.
- [Lee2002] K.S. Lee et al. Self-Consistent Subband Calculations of AlGaIn/GaN Single Heterojunctions. *ETRI Journal*, 24(4), 2002, pp. 270-279.
- [Lali2008] T. Lalinsky et al. AlGaIn/GaN heterostructure based surface acoustic wave structures for chemical sensors, *Appl. Surf. Sci.* 255(3), 2008, pp. 712-714.
- [Lali2011] T. Lalinsky et al. Piezoelectric response of AlGaIn/GaN-based circular-HEMT structures. *Micro. Eng.* 88, 2011, pp. 2424-2426.
- [Litt1975] M.A. Littlejohn, J.R. Hauser, and T.H. Glisson. Monte Carlo calculation of the velocity-field relationship for gallium nitride. *Appl. Phys. Lett.* 26, 1975, pp. 625-628.
- [Mare2003] J. Marek et al. *Sensors for Automotive Applications*, éd. par Wiley-VCH, Weinheim, 2003.
- [Math2009] H. Mathieu et H. Fanet. *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*. 6<sup>e</sup> éd. Dunod, Paris, 2009.
- [Mcne1993] L.E. McNeil, M. Grimsditch, et R.H. French. Vibrational Spectroscopy of Aluminum Nitride. *J. Am. Ceram. Soc.* 76, pp. 1132-1136.
- [Medj2006] F. Medjdoub et al. Can InAlN/GaN be an alternative to high power/high temperature AlGaIn/GaN devices ? *Proceedings of IEDM 06*, San Francisco, USA, 11-13 Déc. 2006, pp. 1-4.
- [Mehr1998] M. Mehregany, C.A. Zorman, N. Rajan, C.H. Wu. Silicon Carbide MEMS for Harsh Environments. *Proceedings of the IEEE*, 86(8), 1998, pp. 1594-1609.
-



- 
- [Mehr1999] M. Mehregany et C.A. Zorman. SiC MEMS: opportunities and challenges for applications in harsh environments. *Thin Solid Films*, 355-356, 1999, pp. 518-524.
- [Moll2006] M. Moll. Radiation tolerant semiconductor sensors for tracking detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 565, 2006, pp. 202-211.
- [Mork1999] H. Morkoç, R. Cingolania et B. Gil. Polarization effects in nitride semiconductor device structures and performance of modulation doped field effect transistors. *Sol. State Elec.* 43, 1999, pp. 1753-1771.
- [Mysk2003] C.R. Miskys, M.K. Kelly, O. Ambacher et M. Stutzmann. Freestanding GaN-substrates and devices. *Phys. Stat. Sol.* 0(6), 2003, pp. 1627-1650.
- [Naka1994] S. Nakamura, T. Mukai, and M. Senoh. Candela-class high-brightness InGaN/AlGaIn double-heterostructure blue-light-emitting diodes. *Appl. Phys. Lett.* 64, 1994, pp. 1687-1690.
- [Napi2009] B. Napier. A review of applications requiring electronics in harsh Environments. Rapport interne au projet MORGaN, 2009.
- [Okoj1998] R.S. Okojie, A.A. Ned, A.D. Kurtz. Operation of  $\alpha(6H)$ -SiC pressure sensor at 500°C. *Sens. Actu. A*, 66, 1998, pp. 200-204.
- [Otte2002] R. Otterbach et U. Hilleringmann. Reactive ion etching of CVD-diamond for piezoresistive pressure sensors. *Diamond and Related Materials* 11, 2002, pp. 841-844.
- [Oxle2006] C.H. Oxley, M.J. Uren, A. Coates et D.G. Hayes. On the Temperature and Carrier Density Dependence of Electron Saturation Velocity in an AlGaIn/GaN HEMT. *IEEE Trans. on Elec. Dev.* 53, 2006, pp. 565-567.
- [Oclo1973] G.D. O'Clock et M.T. Duffy. Acoustic surface wave properties of epitaxially grown aluminum nitride and gallium nitride on sapphire. *Appl. Phys. Lett.* 23, 1973, pp. 55-57.
- [Paku2003] L.S. Pakula, H. Yang, H.T.M. Pham, P.J. French et P.M. Sarro. Fabrication of a CMOS compatible pressure sensor for harsh environments. *Proceedings of MEMS 03*, Kyoto. Japon, 19-23 Jan. 2003, pp. 502-505.
-

- 
- [Palm1991] J.W. Palmour, H.S. Kong, D.G. Waltz, J.A. Edmond et C.H. Carter Jr. 6H-silicon carbide transistors for high temperature operation. *Proceedings of the 1st Int. High Temperature Electronic Conference*, 1991, pp. 511.
- [Pear2004] S.J. Pearton et al. GaN-based diodes and transistors for chemical, gas, biological and pressure sensing. *J. Phys.: Condens. Matter* 16, 2004, pp. R961-R994.
- [Plos2000] A. Plössl et G. Kräuter. Silicon-on-insulator: materials aspects and applications. *Sol. State Elec.* 44, 2000, pp. 775-782.
- [Poli1996] B. Polian, M. Grimsditch, and I. Grzegory. Elastic constants of gallium nitride. *J. Appl. Phys.* 79, 1996, pp. 3343 (1996).
- [Qure2009] A. Qureshi, W.P. Kang, J.L. Davidson, Y. Gurbuz. Review on carbon-derived, solid-state, micro and nano sensors for electrochemical sensing applications. *Diamond & Related Materials* 18, 2009, pp. 1401-1420.
- [Raja1998] K. Rajanna, S. Mohan, M.M. Nayak et N. Gunasekaran. Thin-film pressure transducer with manganese film as the strain gauge. *Sens. Actu. A*, 24(1), 1990, pp. 35-39.
- [Raja2003] K. Rajanna et al. Pressure transducer with Au-Ni thin-film strain gauges. *IEEE Trans. on Elec. Dev.* 40(3), 1993, pp. 521-524.
- [Reeb2000] R.R. Reeber and K. Wang. Lattice parameters and thermal expansion of GaN. *J. Mater. Res.* 15(1), 2000, pp. 40-44.
- [Reeb2001] R.R. Reeber and K. Wang. High Temperature Elastic Constant Prediction of Some Group III-Nitrides. *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.* 6(3), 2001, pp. 1-5.
- [Regg2002] S. Reggiani et al. Electron and Hole Mobility in Silicon at Large Operating Temperatures – Part I: Bulk Mobility. *IEEE Trans. on Elec. Dev.* 49(3), 2002, pp. 490-499.
- [Riza2007] N.A. Riza, F. Ghauri et F. Perez. Silicon Carbide-Based Remote Wireless Optical Pressure Sensor. *IEEE Photon. Tech. Lett.* 19(7), 2007, pp. 504-506.
- [Rumy2004] S.L. Rumyantsev, M.S. Shur et M.E. Levinshtein. Materials Properties of Nitrides. Summary in *Gan-based Materials And Devices: Growth, Fabrication*,
-

- 
- Characterization & Performance*, éd. par M.S. Shur et R.S. Davis, World Scientific Publishing, Singapore, 2004, pp. 1-19.
- [Sava1978] V.A. Savastenko et A.U. Sheleg. Study of the elastic properties of gallium nitride. *Phys. Stat. Sol.* 48(2), 1978, pp. K135-K139.
- [Schw1997] R.B. Schwarz, K. Khachaturyan, E.R. Weber. Elastic moduli of gallium nitride *Appl. Phys. Lett.* 70, 1997, pp. 1122-1125.
- [Schw2003] F.M. Schwandner et al. Organics and Halocarbons in Volcanic Gas Emissions: Sampling, Analysis, and Estimates of Source Strengths for Diffuse and Fumarolic Gas Emissions. *AGU Fall Meeting 2003; Session V06*. 2003.
- [Shi1999] C. Shi, P.M. Asbeck et E.T. Yu. Piezoelectric polarization associated with dislocations in wurtzite GaN. *Appl. Phys. Lett.* 74(4), 1999, pp. 573-575.
- [Shoc1960] W. Shockley, *Proceedings of the First International Conference on Silicon Carbide, Boston, MA, 1959*, éd. Par J.R. O'Connor et J. Smiltens, Pergamon, New York, 1960.
- [Shur1999] S.Shur, A.D. Bykhovski and R. Gaska, Pyroelectric and piezoelectric properties of GaN-based materials, *MRS Proceedings*, 537, G1.6, 1999.
- [Ster1984] F. Stern et S. Das Sarma. Electron energy levels in GaAs-Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As heterojunctions. *Phys. Rev. B*, 30(2), 1984, pp. 840-848.
- [Stut2002] M. Stutzmann et al. GaN-based heterostructures for sensor applications. *Diamond and Related Materials* 11, 2002, pp. 886–891.
- [Tang2011] W. Tang et al. Complementary metal-oxide semiconductor-compatible silicon carbide pressure sensors based on bulk micromachining. *Micro & Nano Letters*, 6(4), pp. 265–268.
- [Take1993] M. Takeuchi et al. A Combustion Pressure Sensor Utilizing Silicon Piezoresistive Effect. *International Congress & Exposition Technical Papers*, Detroit, USA, Mars 1993, n° 930351.
- [Taka1996] Y. Takagi et al. Brillouin scattering study in the GaN epitaxial layer. *Physica B: Cond. Matter*, 219/220, 1996, pp. 547-549.
-

- 
- [Trip2007] S. Tripathy, V.K.X. Lin, S. Vicknesh et S.J. Chua. Micro-Raman probing of residual stress in freestanding GaN-based micromechanical structures fabricated by a dry release technique. *J. Appl. Phys.* 101, 2007, pp. 063525-1-4.
- [Timo1959] S.P. Timoshenko et S. Woinowsky-Krieger. *Theory of plates and shells*. 2<sup>e</sup> éd. McGraw-Hill Book Company, New York, 1959.
- [Vell2003] N. Vellas. *Etudes expérimentales de transistors HFET de la filière nitrure de gallium pour des applications de puissance hyperfréquences*. Thèse de doctorat de physique appliquée de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 2003.
- [Wang2008] X.H. Wang et al. Hydrogen sensors based on AlGaIn/AlN/GaN HEMT. *Micro. Journal* 39, 2008, pp. 20-23.
- [Wang2009] Y. Wang, F. Hu, M. Wakui et K. Hane. Freestanding GaN Resonant Gratings at Telecommunication Range. *IEEE Photon. Tech. Lett.* 21 (17), 2009, pp. 1184-1186.
- [Wern1995] M. Werner, O. Dorsch et E. Obermeier. High-temperature pressure sensor using p-type diamond piezoresistors. *Diamond and Related Materials* 4, 1995, pp. 873-876.
- [Wrba2008] J.D. Wrbanek et al. Thin Film Ceramic Strain Sensor Development for High Temperature Environments. *Rapport technique NASA TM-2008-215256*, 2008.
- [Wrig1997] A.F. Wright. Elastic properties of zinc-blende and wurtzite AlN, GaN, and InN. *J. Appl. Phys.* 82(6), 1997, pp. 2833-2840.
- [Wrig2007] S.A. Wright et Y.B. Gianchandani. A harsh environment, multi-plasma microsystem with pressure sensor, gas purifier, and chemical detector. *Proceedings of IEEE MEMS 2007*, Kobe, Japon, 21-25 Jan. 2007, pp. 115-118.
- [Yama1997] M. Yamaguchi et al. Brillouin scattering study of gallium nitride: elastic stiffness constants. *J. Phys. Cond. Matter* 9(1), 1997, pp. 241.
- [Yan2007] W.S. Yan et al. Temperature dependence of the pyroelectric coefficient and the spontaneous polarization of AlN. *Appl. Phys. Lett.* 90, 2007, pp. 212102.
- [Yang2006] Z. Yang et al. GaN-on-patterned-silicon (GPS) technique for fabrication of GaN-based MEMS. *Sens. Actu. A*, 130-131, 2006, pp. 371-378.
-

- 
- [Yass1999] A.A. Yaseen, C.H. Wu, M. Mehregany, in *Technical Digest 12th Annual International Conference on Microelectromechanical Systems*, éd. par K. Gabriel et K. Naja, 1999, pp. 644.
- [Yu1999] E.T. Yu et al. Spontaneous and piezoelectric polarization effects in III-V nitride heterostructures. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 17(4), 1999, pp. 1742-1749.
- [Yulo2003] Z. Yulong, Z. Libo, J. Zhuangde. A novel high temperature pressure sensor on the basis of SOI layers. *Sens. Actu. A*, 108, 2003, pp. 108-111.
- [Youn2004] D.J. Young, J. Du, C.A. Zorman et W.H. Ko. High-Temperature Single-Crystal 3C-SiC Capacitive Pressure Sensor. *IEEE Sensors Journal*, 4(4), 2004, pp. 464-470.
- [Zait2001] A.M. Zaitsev et al. Diamond Pressure and Temperature Sensors for High Pressure High-Temperature Applications. *Phys. Stat. Sol.* 185(1), 2001, pp. 59-64.
- [Zhan2009] D. Zhang, G. Hu et G. Zeng. Modeling and Simulation of High Temperature Optical Fiber SiC-based Pressure Sensor. *Proceedings of the 2009 IEEE International Conference on Mechatronics and Automation*, Changchun, Chine, 9-12 Août 2009, pp. 3872-3876.
- [Zhao2006] L.B. Zhao, Y.L. Zhao et Z.D. Jiang. Design and Fabrication of a Piezoresistive Pressure Sensor for Ultra High Temperature Environment. *Journal of Physics: Conference Series*, 48, 2006, pp. 178-183.
- [Zimm2006] T. Zimmermann et al. Piezoelectric GaN Sensor Structures. *IEEE Elec. Dev. Letters*, 27(5), 2006, pp. 309-312.
- [Zoro2000] A. Zoroddu et al. First-principles prediction of structure, energetics, formation enthalpy, elastic constants, polarization, and piezoelectric constants of AlN, GaN, and InN: comparison of local and gradient-corrected density-functional theory. *Phys. Rev. B*, 64, 2000, pp. 045208.

## **ANNEXES**

### **A – DÉTAILS DES CALCULS DU MODÈLE DU CAPTEUR DE DÉFORMATION**

### **B – CALCUL DE L'INCERTITUDE LIÉE AUX PROPRIÉTÉS DES MATÉRIAUX**

## B.1. Détails des calculs du modèle du capteur de déformation

### A.1.1. Equation de Poisson dans l'AlGaN

Dans la couche d'AlGaN d'épaisseur  $h_{AlGaN}$ , l'équation de Poisson devient :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -\frac{FK_{AlGaN}(x-L)}{\epsilon_{AlGaN}} \quad (A.1)$$

En intégrant cette expression, il vient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} &= -\frac{\rho_{AlGaN}(F,x)}{\epsilon_{AlGaN}} = -\frac{FK_{AlGaN}(x-L)}{\epsilon_{AlGaN}} \\ \frac{\partial V}{\partial z} &= -\frac{FK_{AlGaN}(x-L)z}{\epsilon_{AlGaN}} + cst \end{aligned} \quad (A.2)$$

En considérant la position de l'interface AlGaN/GaN, on peut expliciter la constante :

$$\begin{aligned} z = z_i &\Rightarrow \frac{\partial V}{\partial z}(z_i) = -E_{AlGaN}(z_i) \\ \frac{\partial V}{\partial z} &= \frac{FK_{AlGaN}(x-L)(z_i - z)}{\epsilon_{AlGaN}} - E_{AlGaN}(z_i) \end{aligned} \quad (A.3)$$

On intègre cette expression une nouvelle fois sur l'épaisseur de la couche d'AlGaN :

$$\int_0^{z_i} \frac{\partial V}{\partial z} dz \Rightarrow V_{z_i} - V_0 = \frac{FK_{AlGaN}(x-L)}{\epsilon_{AlGaN}} \left[ z_i z - \frac{z^2}{2} \right]_0^{z_i} - E_{AlGaN}(z_i) [z]_0^{z_i} \quad (A.4)$$

Puisque  $z_i = h_{AlGaN}$ , on obtient l'égalité suivante pour le potentiel dans l'épaisseur d'AlGaN :

$$V_0 - V_{z_i} = -\frac{FK_{AlGaN}(x-L)h_{AlGaN}^2}{2\epsilon_{AlGaN}} + E_{AlGaN}(z_i)h_{AlGaN} \quad (A.5)$$

Le potentiel est lié à l'énergie de conduction du semiconducteur. La quantité  $V_0 - V_{z_i}$  peut donc s'écrire en fonction des énergies de conduction comme suit :

$$V_0 - V_{z_i} = -\frac{E_{C,AlGaN}(0) - E_{C,AlGaN}(z_i)}{e} \quad (A.6)$$

En utilisant le diagramme de bandes, il est possible d'obtenir l'expression de ces énergies de conduction. Elles s'expriment en fonction des paramètres de l'hétérostructure et de l'énergie de conduction dans le GaN, comme on le voit dans les formules ci-après :

$$E_{C,AlGaN}(0) = E_{C,GaN}(z_i) + E_F - eV_G + E_B \quad (A.7)$$

$$E_{C,AlGaN}(z_i) = E_{Cl}(z_i) + \Delta E_C \quad (A.8)$$

En comparant les deux expressions de  $V_0 - V_{zi}$ , on parvient à l'expression du champ électrique à l'interface côté AlGaIn qui apparaît dans l'égalité A.9.

$$E_{AlGaIn}(z_i) = \frac{I}{h_{AlGaIn}} \left[ V_g - \frac{E_F}{e} - \left( \frac{E_B}{e} - \frac{\Delta E_C}{e} \right) + \frac{FK_{AlGaIn}(x-L)h_{AlGaIn}^2}{2\epsilon_{AlGaIn}} \right] \quad (A.9)$$

### A.1.2. Théorème de Gauss dans le GaN

Notre but est ici de déterminer l'expression du champ électrique à l'interface côté GaN et de faire apparaître son lien avec la quantité  $n_s$ . Pour cela nous allons utiliser le théorème de Gauss dans le GaN. Ce dernier permet de relier la charge totale  $Q_{TOT}$  contenue dans une surface fermée  $C$  au champ électrique. Dans le cas du GaN, il s'écrit comme suit :

$$\oiint_C \vec{E}_{GaN}(z) \cdot \vec{n}_1(z) \cdot dS = \frac{Q_{TOT}}{\epsilon_{GaN}} \quad (A.10)$$

Il convient de bien choisir la surface considérée. Dans le cas des HEMTs de puissance, on utilise un cylindre de surface unitaire allant de l'interface vers le substrat. Dans ce cas simple, la seule charge présente est celle du 2DEG car il n'y a aucun densité volumique de charge due aux effets piézoélectriques. Dans le cas du HEMT de détection, il est nécessaire de trouver une condition limite sur la forme du cylindre à cause de la densité  $\rho_{MAT}$ .

Nous avons fait le choix de considérer un cylindre de surface unitaire s'étendant de l'interface à la fibre neutre. En effet, nous savons que la densité volumique de charge et le champ électrique sont nuls au niveau de la fibre neutre. Un tel cylindre à une hauteur égale à  $h/2 - h_{AlGaIn}$ . Comme l'épaisseur d'AlGaIn est négligeable face aux dimensions de la poutre, on peut estimer que la hauteur du cylindre est  $h/2$ .

$$\begin{aligned} \oiint_C \vec{E}_{GaN}(z) \cdot \vec{n}_1(z) \cdot dS &= \frac{Q_{TOT}}{\epsilon_{GaN}} \\ \iint -E_{GaN}(z_i) \cdot dS + \underbrace{\iint E_{GaN}(z_{NEUTRAL}) \cdot dS}_0 &= -E_{GaN}(z_i) \cdot I = \frac{Q_{TOT}}{\epsilon_{GaN}} \end{aligned} \quad (A.11)$$

La charge totale est constituée de la charge contenue dans le cylindre et de la charge présente dans le 2DEG. Il vient donc :

$$Q_{TOT} = -en_s \cdot I + \frac{h\rho_{GaN}}{2} \cdot I \quad (A.12)$$

La charge totale est constituée de la charge contenue dans le cylindre et de la charge présente dans le 2DEG. Il vient donc :

$$\begin{aligned} E_{GaN}(z_i) &= \frac{en_s}{\epsilon_{GaN}} - \frac{h\rho_{GaN}}{2\epsilon_{GaN}} \\ E_{GaN}(z_i) &= \frac{en_s}{\epsilon_{GaN}} - \frac{hFK_{GaN}(x-L)}{2\epsilon_{GaN}} \end{aligned} \quad (A.13)$$



On obtient par cette méthode l'expression de la densité du gaz d'électrons en fonction du champ électrique à l'interface côté GaN et de la contribution due à la densité volumique de charge piézoélectrique :

$$en_s = \varepsilon_{GaN} E_{GaN}(z_i) + \frac{FK_{GaN}(x-L)h}{2} \quad (A.14)$$

### A.1.3. Relation $n_s(E_F, V_g)$

La dernière étape consiste à mettre en relation l'expression A.9 contenant les paramètres du système avec l'expression de la densité du gaz d'électrons de la formule A.14. Pour cela nous allons mettre à contribution la relation de passage d'une interface chargée qui permet d'exprimer entre eux les champs électriques de chaque côté de l'interface AlGaIn/GaN. Cette relation de passage est la suivante :

$$\varepsilon_{GaN} E_{GaN}(z_i) = \varepsilon_{AlGaIn} E_{AlGaIn}(z_i) + \sigma_{AlGaIn/GaN} \quad (A.15)$$

En développant l'expression A.15, il vient :

$$\begin{aligned} en_s &= \frac{\varepsilon_{AlGaIn}}{h_{AlGaIn}} \left[ V_g - V_t - \frac{E_F}{e} \right] + \sigma_{sp} \\ &\quad + \frac{\varepsilon_{AlGaIn}}{h_{AlGaIn}} \frac{FK_{AlGaIn}(x-L)h_{AlGaIn}^2}{2\varepsilon_{AlGaIn}} + \frac{F(x-L)h(K_{AlGaIn} - K_{GaN})}{2} + \frac{hFK_{GaN}(x-L)}{2} \\ en_s &= \frac{\varepsilon_{AlGaIn}}{h_{AlGaIn}} \left[ V_g - V_t - \frac{E_F}{e} \right] + \sigma_{sp} \\ &\quad + \frac{F(x-L)K_{AlGaIn}h_{AlGaIn}}{2} + \frac{F(x-L)(K_{AlGaIn} - K_{GaN})h}{2} + \frac{F(x-L)K_{GaN}h}{2} \\ en_s &= \frac{\varepsilon_{AlGaIn}}{h_{AlGaIn}} \left[ V_g - V_t - \frac{E_F}{e} \right] + \sigma_{sp} + \frac{F(x-L)}{2} [K_{AlGaIn}h_{AlGaIn} + K_{AlGaIn}h - K_{GaN}h + K_{GaN}h] \\ en_s &= \frac{\varepsilon_{AlGaIn}}{h_{AlGaIn}} \left[ V_g - V_t - \frac{E_F}{e} \right] + \sigma_{sp} + \frac{F(x-L)}{2} [K_{AlGaIn}h_{AlGaIn} + K_{AlGaIn}h] \end{aligned}$$

Puisque  $h_{AlGaIn} \ll h$ , on obtient pour la densité du 2DEG :

$$en_s = \frac{\varepsilon_{AlGaIn}}{h_{AlGaIn}} \left[ V_g - V_t - \frac{E_F}{e} \right] + \sigma_{sp} + \frac{F(x-L)K_{AlGaIn}h}{2} \quad (A.16)$$

Grâce à la relation A.16, nous pouvons déterminer l'expression de la densité du gaz d'électrons en fonction de l'énergie  $E_F$ , des effets piézoélectriques et des paramètres propres au système :

$$\begin{aligned}
 n_s(x, F, E_F, V_g) &= \frac{C_0}{e} \left( V_g - V_t + \frac{\sigma_F(F, x)}{C_0} - \frac{E_F}{e} \right) \\
 C_0 &= \frac{\epsilon_{AlGaN}}{h_{AlGaN}} \\
 V_t &= \frac{E_B}{e} - \frac{\Delta E_C}{e} - \frac{\sigma_{SP}}{C_0} \\
 \sigma_F(F, x) &= \frac{FK_{AlGaN}(x - L)h}{2} > 0
 \end{aligned} \tag{A.17}$$

## B.2. Modélisation des effets quantiques dans le HEMT de détection

Le puits de potentiel créé à l'interface de l'hétérostructure confine les électrons dans la couche de GaN sur une épaisseur de quelques nanomètres. Ils forment alors un gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG). L'utilisation des densités d'états tridimensionnelles auxquelles on a traditionnellement recours en physique des semiconducteurs ne suffit plus à décrire le comportement des porteurs. L'équation de Schrödinger, lorsqu'elle est appliquée à ce cas de figure, montre que les électrons se répartissent dans des sous-bandes d'énergie  $E$ .

$$E = E_{C,GaN}(z_i) + E_i + \frac{\hbar^2}{2m_e} (k_y^2 + k_z^2) \quad (\text{A.18})$$

Où  $\hbar$  est la constante de Planck réduite,  $m_e$  est la masse effective des électrons dans le GaN et les coefficients  $k_i$  représentent les nombres d'ondes des électrons suivant la direction de l'espace  $i$ .  $E_i$  est l'énergie du bas de chaque sous-bande.

Dans ces sous-bandes, la densité d'états est constante et donnée par :

$$g(E) = \frac{m_e}{\pi \hbar^2} \quad (\text{A.19})$$

### A.2.1. Approximation du potentiel triangulaire

Dans un matériau possédant un dopage résiduel de type n, les électrons qui s'accumulent à une interface y neutralisent les ions donneurs. Les ions accepteurs prédominent et se distribuent de manière homogène près de l'interface en question. Ils produisent alors un potentiel semblable à un potentiel de déplétion et donc proportionnel à la densité d'ions accepteurs. Le potentiel au voisinage de l'interface est donc constitué de ce potentiel et du potentiel créé par la charge d'accumulation des porteurs. La bande de conduction s courbe alors vers les plus basses énergies.

Dans le cas d'une hétérostructure AlGaN/GaN non intentionnellement dopée, le potentiel lié aux ions accepteurs est négligeable face au potentiel d'accumulation. On peut alors considérer qu'il s'agit de la seule contribution au potentiel total au voisinage de l'interface. Auquel cas, ce potentiel varie linéairement dans cette région. Il s'agit de l'approximation du potentiel triangulaire. Ce dernier respecte la formule suivante :

$$V(z) = e \cdot E_{eff} \cdot z \quad (\text{A.20})$$

Le terme  $E_{eff}$  est le champ électrique effectif au voisinage de l'interface. Dans le cas qui nous intéresse, il s'exprimera en fonction de la densité du gaz d'électron. En effet, la charge d'accumulation est la charge contenue dans le 2DEG.  $E_{eff}$  prend ainsi la forme qui suit :

$$E_{eff} = \frac{e \cdot n_s}{2\epsilon_{GaN}} \quad (\text{A.21})$$

Dans l'approximation du potentiel triangulaire, les énergies du bas de chaque sous-bande  $E_i$  sont déterminées par l'expression suivante :

$$E_i = \left( \frac{\hbar^2}{2m_e} \right)^{1/3} \left( \frac{3\pi e E_{eff}}{2} \left( i + \frac{3}{4} \right) \right)^{2/3} \quad (A.22)$$

De sorte qu'en explicitant  $E_{eff}$  grâce à la formule A.21, il vient :

$$E_i = \gamma_i n_s^{2/3} \quad \gamma_i = \left( \frac{\hbar^2}{2m_e} \right)^{1/3} \left( \frac{e^2 3\pi}{4\epsilon_{GaN}} \left( i + \frac{3}{4} \right) \right) \quad (A.23)$$

Dans chacune des sous-bandes occupées par des porteurs, leur densité est donnée par :

$$n_i = \int_{E_i}^{\infty} g(E) f(E) dE \quad f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)} \quad (A.24)$$

La fonction  $g(E)$  qui représente la densité d'états est donnée par A.19. La fonction  $f(E)$  est la fonction de Fermi qui fournit la probabilité d'occupation d'un niveau d'énergie  $E$  pour un électron à la température  $T$  dans le puits quantique. Notons que  $E_F$  tel qu'il apparaît ici est bien la même énergie que celle indiquée dans le diagramme de bandes.

Lorsque l'on décrit la distribution de porteurs dans des états d'énergie quantifié, l'origine des énergies correspond à l'énergie la plus petite que peut posséder ce porteur. Auquel cas, la différence  $E - E_F$  incarne la différence entre l'énergie d'un électron et le niveau de Fermi. Dans le cas du puits quantique, l'énergie minimale d'un électron du 2DEG est l'énergie de conduction  $E_{c,GaN}(z_i)$  par définition. Si les énergies  $E$  suivent la formule A.18, alors le terme  $E_F$  de la fonction de Fermi doit être pris par rapport à la bande de conduction. C'est bien le cas de la grandeur  $E_F$  définie dans le diagramme de bandes. En utilisant l'expression A.23, on obtient :

$$n_i = \frac{m_e}{\pi \hbar^2} kT \ln \left( 1 + \exp \left( \frac{E_F - E_i}{kT} \right) \right) \quad (A.25)$$

La densité totale d'électrons présente dans la zone d'accumulation est égale à la somme des densités dans chacune des sous-bandes. Toutefois, en pratique seuls les deux premiers niveaux  $E_0$  et  $E_1$  peuvent être peuplés de porteurs. On obtient donc pour la densité du gaz d'électrons :

$$n_s = \frac{m_e}{\pi \hbar^2} kT \ln \left[ \left( 1 + \exp \left( \frac{E_F - E_0}{kT} \right) \right) \left( 1 + \exp \left( \frac{E_F - E_1}{kT} \right) \right) \right] \quad (A.26)$$

Afin de tenir compte des effets quantiques dans le gaz d'électrons, nous comparons les expressions A.17 et A.26. Le système obtenu n'est normalement pas soluble analytiquement. Il faut alors utiliser une résolution auto-cohérente de l'équation. Cependant il est possible d'obtenir des approximations tout à fait satisfaisantes en se plaçant dans deux régimes spécifiques : le régime de faible inversion et le régime de forte inversion.

### A.2.2. Régime de faible inversion

Le régime de faible inversion est obtenu pour des tensions de grille proche de la tension de grille. Le niveau de Fermi est alors inférieur à l'énergie de la première sous-bande  $E_0$ . Les variables des fonctions exponentielles de la formule A.26 sont négatifs. Il est alors possible de développer ces expressions grâce au développement limité  $\ln(1+x) = x$ . On obtient alors :

$$n_s = \frac{m_e}{\pi\hbar^2} kT \exp\left(\frac{E_F}{kT}\right) \left( \exp\left(\frac{-E_0}{kT}\right) + \exp\left(\frac{E_I}{kT}\right) \right) \quad (\text{A.27})$$

Comme  $E_I$  et  $E_0$  sont proportionnels à  $n_s^{2/3}$ , ils ont inférieurs à  $kT$  en faible inversion. On obtient pour l'énergie de Fermi :

$$E_F = kT \ln\left(\frac{\pi\hbar^2 n_s}{2m_e kT}\right) \quad (\text{A.28})$$

En régime de faible inversion, le taux d'occupation des sous-bandes est faible. La densité du 2DEG est alors faible devant la densité d'états  $2m_e/\pi\hbar^2$  associée aux deux premières sous-bandes. L'argument du terme logarithmique est alors très inférieur à 1. En tenant compte de cette remarque, si l'on injecte l'expression de  $E_F$  dans l'expression A.17, il vient :

$$n_s = \frac{2m_e}{\pi\hbar^2} kT \exp\left(\frac{V_g - V_t}{kT}\right) \quad (\text{A.29})$$

Notons que dans ce régime, le puits quantique est peu profond en plus d'être large. La quantification des états d'énergie est faible. Le gaz d'électrons aura alors tendance à se comporter de manière tridimensionnelle. Les sous-bandes d'énergie sont très proches et ont peuvent se confondre avec la bande de conduction. Si bien que pour de faibles tensions de grille, on peut négliger les effets quantiques et une résolution classique serait plus adaptée.

### A.2.3. Régime de faible inversion

Le régime de forte inversion est obtenu lorsque les tensions contrôlant le HEMT, notamment la tension de grille, sont suffisantes pour que le niveau de Fermi se situe au dessus de la sous-bande d'énergie  $E_I$ . Dans cette situation, les termes exponentiels de l'équation A.26 deviennent grands devant 1. On peut simplifier l'expression de la densité  $n_s$  qui devient :

$$n_s = \frac{m_e}{\pi \hbar^2} (2E_F - E_0 - E_I) \quad (\text{A.30})$$

On peut alors expliciter le terme  $E_F$ . En utilisant les expressions des énergies de sous-bandes données par A.22, il vient :

$$E_F = \frac{\gamma_0 + \gamma_I}{2} n_s^{2/3} + \frac{\pi \hbar^2}{2m_e} n_s \quad (\text{A.31})$$

On peut finalement développer  $E_F$  dans la relation  $n_s(E_F, V_g)$  fournit par l'approche électrostatique. Le régime de forte inversion implique donc la relation non-linéaire suivante :

$$n_s \left( 1 + \frac{\varepsilon_{\text{AlGaIn}} \pi \hbar^2}{2e^2 \hbar_{\text{AlGaIn}} m_e} \right) + n_s^{2/3} \left( \frac{\varepsilon_{\text{AlGaIn}} (\gamma_0 + \gamma_I)}{2e^2 \hbar_{\text{AlGaIn}}} \right) = \frac{C_0}{e} \left( V_g - V_t + \frac{\sigma_F}{C_0} \right) \quad (\text{A.32})$$

Dans le régime considéré, le terme en  $n_s$  est largement prépondérant. Ainsi, la relation finale  $n_s(V_g)$  indique que la densité du gaz d'électrons en régime de forte inversion suit une loi linéaire par rapport à la tension de grille :

$$n_s(V_g, F, x) = \beta \left( V_g - V_t + \frac{\sigma_F(F, x)}{C_0} \right) \quad (\text{A.33})$$

Il est important d'insister sur le fait que ce modèle ne sera pas valide pour de faibles tensions de grille et a fortiori pour des tensions de grille proches de la tension de seuil. Mais, tant que cette condition est respectée, la constante  $\beta$  témoignera de l'influence des effets quantiques à l'interface AlGaIn/GaN.

$$\beta = \frac{2\varepsilon_{\text{AlGaIn}} e m_e}{2e^2 \hbar_{\text{AlGaIn}} m_e + \varepsilon_{\text{AlGaIn}} \pi \hbar^2} \quad (\text{A.34})$$



## B.1. Calcul de l'incertitude liée aux propriétés des matériaux

Afin de calculer cette incertitude, il suffit d'appliquer les règles classiques pour les incertitudes sommées et les incertitudes multipliées, à savoir :

$$\frac{\Delta(a+b)}{a+b} = \frac{\Delta a + \Delta b}{a+b}$$

$$\frac{\Delta(a \times b)}{a \times b} = \frac{\Delta a}{a} + \frac{\Delta b}{b}$$

En développant les termes liés aux propriétés des matériaux, il vient :

$$\frac{\Delta S_c}{S_c} = \frac{\Delta(e_{31}(\bar{s}_{11} + \bar{s}_{12}) + e_{33}\bar{s}_{13})}{(e_{31}(\bar{s}_{11} + \bar{s}_{12}) + e_{33}\bar{s}_{13})}$$

$$\frac{\Delta S_c}{S_c} = \frac{\Delta[e_{31}(\bar{s}_{11} + \bar{s}_{12})] + \Delta[e_{33}\bar{s}_{13}]}{(e_{31}(\bar{s}_{11} + \bar{s}_{12}) + e_{33}\bar{s}_{13})}$$

$$\frac{\Delta S_c}{S_c} = \frac{e_{31}(\bar{s}_{11} + \bar{s}_{12}) \left[ \frac{\Delta e_{31}}{e_{31}} + \frac{\Delta(\bar{s}_{11} + \bar{s}_{12})}{(\bar{s}_{11} + \bar{s}_{12})} \right] + e_{33}\bar{s}_{13} \left[ \frac{\Delta e_{33}}{e_{33}} + \frac{\Delta \bar{s}_{13}}{\bar{s}_{13}} \right]}{(e_{31}(\bar{s}_{11} + \bar{s}_{12}) + e_{33}\bar{s}_{13})}$$

On obtient finalement le résultat présenté au Chapitre III :

$$\frac{\Delta S_c}{S_c} = \frac{e_{33}\bar{s}_{13} \left[ \frac{\Delta e_{33}}{e_{33}} + \frac{\Delta \bar{s}_{13}}{\bar{s}_{13}} \right] + e_{31}(\bar{s}_{11} + \bar{s}_{12}) \left[ \frac{\Delta e_{31}}{e_{31}} + \frac{\Delta \bar{s}_{11} + \Delta \bar{s}_{12}}{(\bar{s}_{11} + \bar{s}_{12})} \right]}{(e_{31}(\bar{s}_{11} + \bar{s}_{12}) + e_{33}\bar{s}_{13})}$$







## ***Résumé***

Certains domaines d'applications tels que l'aérospatial, l'automobile ou le forage de haute profondeur peuvent nécessiter la visualisation de certains paramètres physiques dans des environnements hostiles. Les capteurs microélectroniques basés sur le silicium y atteignent souvent leurs limites, qui sont qualifiées de conditions « sévères ». Ce travail se base principalement sur l'étude de solutions de capteurs mécaniques fonctionnant en conditions sévères. Le principe de ces capteurs repose sur l'exploitation de transistors de mesures HEMT à base de nitrures III-V (III-N), à la fois piézoélectriques et semiconducteurs, qui reste stable en conditions sévères. La compréhension des interactions entre physique des semiconducteurs et physique des matériaux ainsi que la caractérisation de structures possibles pour la détection mécanique représentent les principaux enjeux de ce sujet de thèse. La modélisation mécanique analytique et numérique des structures étudiées a permis d'appréhender le comportement de structures piézoélectriques multicouches. Le couplage de ce modèle électromécanique avec un modèle électronique du capteur a permis d'établir la faisabilité du principe de détection ainsi que la linéarité de la réponse du capteur. La caractérisation des prototypes réalisés en cours de thèse ont corroboré la linéarité du capteur tout en faisant apparaître l'influence de nombreux effets parasites réduisant sa sensibilité à savoir les effets de résistance parasites et de piézorésistances variables.

***Mots-clés :*** AlGaIn/GaN, capteur mécanique, hostile, pression, puits quantique, Schrodinger/Poisson.

## ***Abstract***

### ***“Modelling and test of AlGaIn/GaN heterostructures based mechanical sensors for harsh environments”***

Some industrial areas as oil, automotive and aerospace industries, require electromechanical systems working in harsh environments. An elegant solution is to use III–V materials alloys having semiconductor, piezoelectric and pyroelectric properties. These materials, particularly nitrides such as GaN or AlN, enable design of advanced devices suitable for harsh environment. By using free-standing structure coupled with sensing HEMT transistors that are stable at high temperatures, it is possible to obtain mechanical sensors suitable for harsh environments. This PhD thesis focuses on a cantilever-based strain sensor and a drumskin-based pressure sensor. Analytical models of both sensors have been developed and establish the feasibility of the sensing principle as well as its response linearity. The characterization tests of fabricated prototypes validate the possibility of measuring external mechanical load with both sensors. The linearity of the response has also been confirmed by experimental measurements. The experimental sensitivity is smaller than the theoretical one due to several parasitic effects not included in the model such as parasitic resistance and variable piezoresistive effects.

***Keywords :*** AlGaIn/GaN, mechanical sensor, harsh, pressure, quantum well, Schrodinger/Poisson.